ORSAY
N° d'ordre : 2508

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Alain JOLAS

ETUDE DES FLUCTUATIONS DE DENSITE ELECTRONIQUE THERMIQUES ET SUPRATHERMIQUES DU PLASMA DE L'EXPERIENCE FOCUS

Soutenue le 9 octobre 1981, devant la Commission d'Examen

MM.	R.	DAUTRAY	Président
	A.	BERNARD	
	J.L.	DELCROIX	
	H.	DOUCET	Examinateurs
	S.	LOWENTHAL	
	J.P.	WATTEAU	

ORSAY
N° d'ordre : 2508

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Alain JOLAS

ETUDE DES FLUCTUATIONS DE DENSITE ELECTRONIQUE THERMIQUES ET SUPRATHERMIQUES DU PLASMA DE L'EXPERIENCE FOCUS

Soutenue le 9 octobre 1981, devant la Commission d'Examen

MM.	R.	DAUTRAY	Président
	A.	BERNARD	Examinateurs
	J.L.	DELCROIX	
	H.	DOUCET	
	S.	LOWENTHAL	
	J.P.	WATTEAU	

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547318_0033

REMERCIEMENTS

J'exprime ma profonde gratitude et mes remerciements les plus sincères :

- à Monsieur R. DAUTRAY, membre de l'Institut, Directeur Scientifique au Commissariat à l'Energie Atomique qui m'a permis d'effectuer ce travail au Centre d'Etudes de Limeil et qui m'a fait l'honneur de présider le jury ;

- à Monsieur A. BERNARD, Chef de Section, qui a dirigé et suivi avec attention cette étude ;

- à Monsieur le Professeur J.L. DELCROIX dont l'enseignement de Physique des Plasmas m'a été précieux ;

- à Monsieur H. DOUCET, Directeur de Recherche au C.N.R.S., qui a accueilli favorablement ce travail et a accepté de le rapporter. Ses conseils m'ont été fort utiles pour la rédaction définitive ;

- à Monsieur le Professeur S. LOWENTHAL qui a accepté de faire partie du jury ;

- à Monsieur le Professeur J.P. WATTEAU qui m'a donné le goût de la recherche expérimentale et qui a examiné en détail les résultats de ce travail. Ses remarques et ses critiques m'ont été très profitables ;

- à Monsieur A. BEKIARIAN, Chef de Service, qui s'est toujours beaucoup intéressé à ces travaux et m'a vivement encouragé ;

- à Monsieur J. COUTANT qui lui a succédé et m'a permis d'achever ce travail dans de bonnes conditions ;

- à toute les personnes : membres administratifs, scientifiques et techniques qui ont participé à l'élaboration de cette thèse, à l'équipe "FOCUS" et tout particulièrement : Messieurs A. COUDEVILLE, J.P. GARÇONNET, G. LE LOSTEC, J. DE MASCUREAU, J. PRUVOT, P. SOURON ainsi que Messieurs X. FORTIN, C. GAUTHEREAU, P. GUILLANEUX, P. MONCHICOURT et J.P.M. SCHMITT avec qui j'ai eu de fructueuses discussions.

RESUME

Une expérience de diffusion Thomson de la lumière d'un laser à rubis par les électrons d'un plasma de laboratoire est réalisée afin d'étudier les fluctuations microscopiques de la densité électronique.

Le plasma étudié est créé par une décharge électrique intense (0,5 MA) entre les électrodes d'un canon coaxial dans un gaz (hydrogène ou deutérium) sous une pression de quelques millimètres de mercure. Ce type de décharge donne lieu dans certaines conditions à une autostriction du courant sous l'action de son propre champ magnétique (Z-pinch) qui se termine par une émission de rayons X et de neutrons exceptionnelle pour un plasma de laboratoire. Une bonne compréhension des phénomènes physiques microscopiques intervenant dans ces décharges doit permettre d'en faire des sources de rayonnement ou des générateurs de faisceaux de particules très performants pour les simulations et les recherches concernant la fusion contrôlée.

L'étude de la lumière diffusée est effectuée avec une grande résolution spatiale ($\simeq$ 1 mm^3) et temporelle ($\simeq$ 1 ns) essentiellement pendant la phase d'implosion de la couche de plasma qui précède l'apparition des neutrons. On mesure le spectre en fréquence et le spectre en nombre d'onde des fluctuations de densité. On étudie également la distribution angulaire des fluctuations pour un nombre d'onde donné.

On analyse avec précision l'évolution temporelle des signaux de lumière diffusée et on les recale par rapport à des photographies (1 ns) du plasma et par rapport aux signaux électriques qui caractérisent la décharge. On met en évidence que le plasma qui implose est constitué de couches de caractéristiques différentes : une couche de plasma dense où les fluctuations de densité sont isotropes et ont un niveau thermique, et une couche de plasma ténu où les fluctuations sont anisotropes et nettement suprathermiques. On attribue les fluctuations suprathermiques à des instabilités microscopiques engendrées par le courant électrique qui circule dans la zone de transition où le champ magnétique pénètre le plasma.

La mesure du spectre des fluctuations thermiques permet de déterminer la densité électronique, la température électronique et la température ionique du plasma de la couche dense.

On confronte à plusieurs types d'instabilités microscopiques connues, les caractéristiques des composantes spectrales des fluctuations suprathermiques observées. En s'appuyant sur un modèle simplifié d'onde de choc, on déduit des mesures une résistivité électrique moyenne supérieure de deux ordres de grandeur à la résistivité classique de Spitzer au cours de l'implosion. Les fluctuations observées sont dominées par l'instabilité à la fréquence hybride basse au début de la phase d'implosion. Mais il paraît vraisemblable que plusieurs instabilités apparaissent au cours de l'implosion et contribuent à donner au plasma une résistance anormale.

PLAN

I - INTRODUCTION

I.1 - L'autostriction et la fusion contrôlée

I.2 - L'expérience Focus

I.3 - L'émission neutronique

I.4 - Diffusion Thomson

II - L'EXPERIENCE FOCUS - INTERACTION PLASMA-COURANT

II.1 - Description de l'expérience

II.1.1 - Le claquage

II.1.2 - La propagation

II.1.3 - L'implosion - phase résistive

II.1.4 - Les faisceaux de particules

II.2 - Interaction plasma-courant et turbulence

III - DIFFUSION DE LA LUMIERE PAR UN PLASMA

III.1 - Fluctuations et diffusion

III.2 - Cohérence de la lumière diffusée et corrélations

III.3 - Expression générale de la puissance diffusée : densité spectrale des fluctuations

III.4 - Plasmas homogènes et stables

III.5 - Plasmas non homogènes et instables

IV - ETUDE EXPERIMENTALE DES FLUCTUATIONS DE DENSITE ELECTRONIQUE

IV.1 - Expérience de diffusion

IV.2 - Incertitudes et aspect statistique des résultats

IV.3 - Spectres en fréquence

IV.4 - Mise en évidence de fluctuations suprathermiques anisotropes

IV.5 - Spectres en nombre d'onde et distributions angulaires des fluctuations

IV.5.1 - Phase d'implosion à haute pression

IV.5.2 - Phase d'implosion à faible pression

IV.5.3 - Phase de propagation

V - DISCUSSION ET INTERPRETATION DES RESULTATS

V.1 - Origine des signaux observés

V.2 - Instabilités créées par un courant électrique dans un plasma

V.3 - Estimation de la fréquence de collision effective

V.4 - Comparaison des résultats expérimentaux avec les théories existantes

V.4.1 - Instabilité de Buneman

V.4.2 - Instabilité acoustique ionique

V.4.3 - Instabilité de dérive à la fréquence hybride basse

V.4.4 - Instabilités de dérive cyclotroniques électroniques et ioniques

VI - CONCLUSION ET PERSPECTIVES

CHAPITRE I

INTRODUCTION

I - INTRODUCTION

I.1 - L'autostriction et la fusion contrôlée

Lorsque débutèrent les recherches sur la fusion thermonucléaire, vers 1950-55, plusieurs expériences furent fondées sur le phénomène d'autostriction ou "pinch effect" /I,1/. Cet effet était connu depuis longtemps puisque dès 1934 Williard Bennett avait publié un article théorique dans lequel il déterminait les conditions pour qu'un courant de particules chargées se focalise sous l'action de son propre champ magnétique /I,2/. On espérait de cette façon (Fig. I,1-a) atteindre facilement les conditions de température, de densité et de durée de vie pour lesquelles un plasma libère plus d'énergie par les réactions nucléaires de fusion, qu'il en a fallu pour le créer.

J.D. Lawson a précisé les conditions qu'il fallait franchir pour faire fonctionner un réacteur thermonucléaire utilisant un mélange de deutérium et de tritium /I,3/. La température du plasma doit atteindre 50 millions de degrés K et le produit $n\tau$ de sa densité (exprimée en particules par cm^3) par sa durée de vie ou temps de confinement doit être supérieur à 10^{14} $cm^{-3}.s$.

La simplicité des expériences d'autostriction n'était qu'apparente et très vite on s'aperçut que le plasma était soumis à de violentes instabilités qui se manifestaient par des déformations de la colonne en forme de "S" ou de saucisse, entraînant sa coupure /I,4,5/. La magnéto-hydrodynamique avait d'ailleurs démontré qu'un certain nombre d'instabilités était inhérent au principe même de la striction : /I-6/ le temps

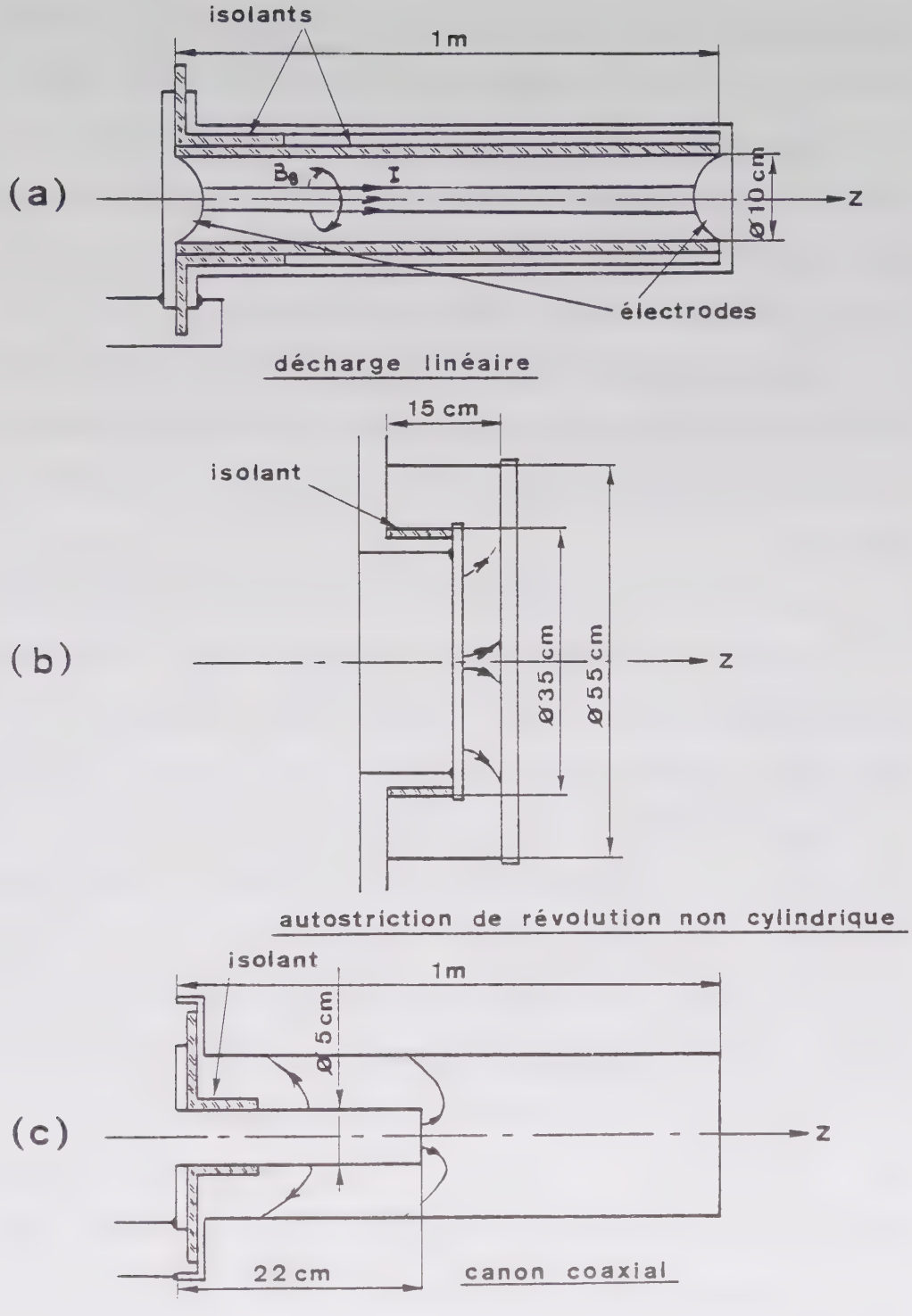


Fig.I.1. (a) Expérience Colombus (Z-pinch)

(b) Expérience de Filippov

(c) Expérience de Mather

de développement des instabilités apparaissant comme le temps de transit du son à travers la colonne comprimée. En outre les expériences montrèrent que la conductivité du plasma était anormalement basse /I-5/ et que par conséquent il diffusait dans le champ magnétique plus vite que par un comportement collisionnel classique. Le confinement du plasma se révélait alors difficile et le critère de Lawson impossible à réaliser pour des réacteurs fondés sur ce principe.

Les recherches sur la fusion contrôlée s'orientèrent donc vers des configurations magnétiques plus stables et vers des concepts d'expériences plus à même de satisfaire les conditions d'un réacteur thermonucléaire.

Les voies de recherche sont classées en deux grandes approches que l'on appelle : "fusion lente" et "fusion rapide" et qui correspondent à deux façons de satisfaire le critère de Lawson. Dans le premier cas on cherche à confiner un plasma dont la densité est de l'ordre de 10^{14} cm^{-3} pendant un temps relativement long, de l'ordre de la seconde. Les machines de cette catégorie les plus étudiées à l'heure actuelle et les plus prometteuses sont les Tokomaks /I-7/. Alors que dans le second cas on cherche à obtenir les densités les plus élevées possibles avant que le système ne se détruise par instabilité. C'est à cette catégorie qu'appartiennent les recherches sur la fusion par confinement inertiel où l'on se propose de réaliser de véritables micro-explosions en chauffant et en comprimant une cible jusqu'à 1000 à 10000 fois la densité du solide ($n \simeq 10^{26}$ cm^{-3}) suivant le schéma proposé la première fois par Nuckolls /I-8/. Pour réaliser ce type d'expérience il faut concentrer, dans l'espace et dans le temps, de grandes

quantités d'énergie (plusieurs centaines de kilojoules) et plusieurs vecteurs sont envisagés chacun présentant des avantages et des inconvénients. On peut les citer en respectant l'ordre chronologique suivant lequel ils ont été proposés soit : les lasers /I-8/, les faisceaux d'électrons relativistes /I-9/, les faisceaux de protons ou d'ions légers /I-10/ et enfin les ions lourds /I-11/.

Les expériences d'autostriction sont habituellement classées dans la "fusion rapide" mais aujourd'hui personne n'envisage sérieusement de réaliser un réacteur thermonucléaire sur ce principe ; cependant plusieurs raisons motivent la poursuite des études sur ce type d'expérience.

D'abord tout espoir de vaincre les instabilités et d'obtenir un plasma de caractéristiques élevées avant leur développement n'est pas perdu /I-12/. On peut par exemple développer des expériences de plus en plus rapides et adjoindre au champ magnétique azimutal dû au courant de particules, un champ magnétique longitudinal qui stabilise le plasma. Des expériences de ce type sont étudiées actuellement au laboratoire de Livermore (U.S.A.) /I-12/.

On peut également essayer de tirer parti des instabilités microscopiques qui entraînent une résistivité anormale pour obtenir un chauffage turbulent du plasma en suivant l'idée émise la première fois par Babykin et Zavoisky /I-13/.

On peut bien entendu dans la plupart de ces expériences étudier d'un point de vue fondamental la physique des mécanismes instables qui sont liés à la nature même du plasma et son comportement collectif.

Enfin des plasmas tels que ceux des expériences Focus dont nous allons parler plus en détail dans ce qui suit, s'avèrent être des sources de rayonnement X, de neutrons, et de faisceaux de particules inégalables parmi les plasmas de laboratoire. Une maîtrise parfaite de l'obtention reproductible des faisceaux d'ions permettrait d'en faire un générateur à haut rendement pour les expériences concernant le confinement inertiel.

I.2 - L'expérience Focus

C'est en 1961 à la conférence de Salzbourg que N. Filippov présenta pour la première fois au cours d'une communication très remarquée, l'expérience réalisée à l'Institut Kurtchatov de Moscou /I-14/.

Cette expérience est représentée sur la figure (I-1-b). Il s'agit d'une expérience d'autostriction dont la forme des électrodes a été conçue avec le souci de réduire la partie isolante autant que faire ce peut, et de placer celle-ci à "l'ombre" de l'électrode centrale vis-à-vis du rayonnement émis par le plasma chaud rassemblé sur l'axe, afin d'éviter la désorption d'impuretés.

Lorsque la décharge est effectuée dans du deutérium sous une pression initiale de quelques millimètres de mercure, il y a rassemblement d'un plasma dense sur l'axe des électrodes et il se produit des réactions nucléaires de fusion $^{2}D(d,n)^{3}He$ entraînant une émission de neutrons. Mais l'originalité de cette expérience réside dans le fait que son émission peut atteindre 10^{10} neutrons au cours d'une seule décharge, alors que les autres expériences linéaires ne dépassent pas 10^{8}.

Indépendamment, en 1963, J. Mather au laboratoire de Los Alamos utilise un accélérateur coaxial représenté sur la figure (I-1-c) et obtient un régime de fonctionnement comparable à celui de Filippov et une émission neutronique également spectaculaire. C'est alors que Mather nomma l'expérience "Dense Plasma Focus" /I-15/.

Ces résultats remarquables donnèrent un très vif intérêt à ces expériences que l'on appelle des strictions de révolution non-cylindrique ou bidimensionnelles. De nombreux laboratoires reproduisirent les géométries de Filippov ou de Mather. L'engouement venait de ce qu'un certain nombre de faits expérimentaux, observés dans les deux laboratoires, laissaient penser que l'émission neutronique pouvait être due à un plasma thermalisé.

En effet alors que la couche de plasma se rassemble vers l'axe, le caractère bidimensionnel de l'implosion permet à la matière de fuir longitudinalement et par suite d'obtenir une compression efficace d'un faible nombre de particules. Compte tenu de la densité élevée du plasma ($n \gtrsim 10^{19}$ cm^{-3}) l'énergie cinétique de la couche peut être rapidement et adiabatiquement thermalisée en fin d'implosion.

Pour certaines décharges l'émission neutronique n'est que très faiblement anisotrope et cette anisotropie peut être expliquée par le modèle du plasma thermique en mouvement de translation proposé par Filippov.

Enfin contrairement aux décharges linéaires, les expériences Focus ne semblent pas présenter le phénomène de saturation de l'émission neutronique lorsque l'on augmente l'énergie délivrée à la décharge.

Le tableau /I-1/ donne la liste des laboratoires qui ont reproduit les expériences de Filippov ou de Mather et dont la contribution a été la plus importante.

I.3 - L'émission neutronique

Dans le cas des décharges linéaires, les études expérimentales ont montré sans ambiguïté que les réactions nucléaires de fusion résultent de deutérons accélérés entrant en collision avec d'autres deutérons quasiment au repos et jouant le rôle de cible ; les énergies d'accélération sont nettement supérieures à l'énergie moyenne des particules et à la différence de potentiel entre les électrodes. Les deutérons sont accélérés préférentiellement suivant l'axe de symétrie vers la cathode et simultanément, les électrons accélérés dans la direction opposée émettent un rayonnement X de freinage dans le métal de l'anode.

Plusieurs mécanismes sont proposés pour expliquer la présence de ces particules accélérées.

Colgate /I-16/ fait l'hypothèse que pendant les instabilités magnétohydrodynamiques du type saucisse (m = 0) la variation rapide du champ magnétique engendre un champ électrique qui accélère les particules. Les valeurs calculées pour les caractéristiques de l'émission neutronique et pour les énergies des rayons X sont en assez bon accord avec les résultats expérimentaux.

Tsytovich /I-17/ propose un mécanisme statistique d'accélération de particules par les ondes de plasma. Ce mécanisme permet à une particule d'acquérir une grande énergie dans des champs électriques

relativement faibles et sans que l'on puisse mettre en évidence une différence de potentiel égale à l'énergie de la particule. Etant donné la grande variété d'ondes qui peuvent se développer dans un plasma de décharge électrique et le manque de renseignements expérimentaux précis, il n'est pas possible de confronter quantitativement cette théorie avec les expériences ; mais un certain nombre de manifestations de la turbulence microscopique rendent cette théorie plausible.

Nous avons choisi ces deux exemples parmi de nombreux autres car s'ils trouvent tous les deux leur origine dans une instabilité, ils sont très différents dans leur nature : macroscopique dans le premier cas et microscopique dans l'autre. Les émissions de neutrons par les décharges linéaires ont été observées depuis environ vingt cinq ans, mais le mécanisme responsable de l'accélération des particules n'a pas encore été identifié avec certitude.

Comme nous l'avons dit précédemment, dès son origine l'expérience Focus s'est caractérisée par une émission neutronique supérieure aux décharges linéaires. Mais le fait remarquable qui a été obtenu depuis est que le phénomène est extrapolable aussi bien du côté des énergies élevées /I,18-20/ que du côté des énergies faibles /I-21,22/. Les lois d'échelle ont été établies pour des machines alimentées par une source d'énergie allant de 0,5 kJ à 500 kJ et corrélativement pour des émissions allant de 10^6 à 10^{12} neutrons par décharge. On remarque facilement en comparant ces quatre nombres que l'émission neutronique augmente beaucoup plus vite que l'énergie. Une expérience réalisée avec un mélange de deutérium et de tritium produirait environ 10^{14} neutrons et atteindrait un rendement $\simeq$ 0,5 ‰.

ALLEMAGNE

- Institut für Plasmaphysik-Reaktorentwicklung, Association Euratom KFA, Jülich.
- Institut für Plasmaforschung der Universität Stuttgart, Stuttgart.
- Institut für Angewandte Physik, Technische Hochschule Darmstadt, Darmstadt.
- Physikalisches Institut I Universität Düsseldorf, Düsseldorf.
- Institut für Angewandte Physik II der Universität Heidelberg, Heidelberg.
- Technische Universität, Braunschweig.

ANGLETERRE

- Culham Laboratory, Euratom/UKAEA Fusion Association Abingdon, Berkshire.

ARGENTINE

- Laboratorio de Fisica del Plasma, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Buenos Aires.

ETATS-UNIS D'AMERIQUE

- Los Alamos Scientific Laboratory, University of California, Los Alamos, New Mexico.
- Lawrence Livermore National Laboratory, California.
- The Aerospace Corporation, El Segundo, California.
- Stevens Institute of Technology, Hoboken, New Jersey.
- NASA Langley Research Center, Hampton, Virginia.
- Sandia Laboratory, Albuquerque, New Mexico.
- Columbia University, New York, New York.
- S.R.I. International, Menlo Park, California.
- Fusion Studies Laboratory, University of Illinois, Urbana, Illinois.

Tableau I.1. Liste des laboratoires étudiant l'expérience FOCUS

FRANCE

- C.E.A., Centre d'Etudes de Limeil.

ITALIE

- Association Euratom - CNEN, Frascati, Rome.

JAPON

- Institute of Laser Engineering, Osaka University, Osaka.
- Department of Nuclear Engineering, Faculty of Engineering, University of Tokyo, Tokyo.
- Department of Electronics Engineering, Gunma University, Kiryu, Gunma.

POLOGNE

- Institute of Nuclear Research, Swierk.
- Institute of Plasma Physics and Laser Micro-fusion, Varsovie.

ROUMANIE

- Central Institute of Physics, Institute of Physics and Technology of Radiation Devices, Bucarest.

U.R.S.S.

- Kurtchatov Institute of Atomic Energy, Moscou.
- Lebedev Physical Institute, Academy of Sciences of the USSR, Moscou.
- Physico-Technical Institute, Academy of Sciences of Georgian SSR, Sukhumi.

Tableau I.1. (suite)

Pour comparer différentes machines et tracer une loi d'échelle, le paramètre le plus approprié n'est pas l'énergie initiale qui n'est pas toujours répartie de la même façon dans le circuit électrique notamment dans le plasma de décharge au moment de l'émission de neutrons, mais le courant I_S qui circule dans le plasma focalisé à cet instant. La courbe de la référence /I,23/ établie uniquement avec les machines réalisées au laboratoire de Limeil, et par conséquent avec les mêmes étalonnages, donne une croissance du nombre de neutrons N proportionnelle à $I^{3,3}$. D'autres auteurs /I-24/ prenant en compte les machines de plusieurs laboratoires donnent $N \alpha I^4$, voire $N \alpha I^5$ /I-25/.

L'installation d'énergie la plus élevée actuellement en fonctionnement est étudiée au laboratoire de Frascati (Euratom) et atteint 1 MJ /I-26/. L'extrapolation à ce niveau d'énergie présente de grandes difficultés liées entre autres à la physico-chimie de l'interaction plasma électrodes et à la mauvaise connaissance de la phase initiale de la décharge. Bien que des progrès aient été réalisés, cette installation n'a pas encore permis d'utiliser de façon efficace toute l'énergie disponible.

Pour expliquer l'émission neutronique du plasma Focus on a d'abord proposé un modèle de plasma thermique en mouvement ("Boiler") /I-27,28/, puis des modèles faisceaux cibles qui font appel à des mécanismes d'accélération et qui semblent plus propices à expliquer les anisotropies importantes observées dans certaines expériences /I-29-33/. D'autres auteurs envisagent un chauffage par un mécanisme turbulent /I-34,35/.

Aujourd'hui plus aucun laboratoire ne prétend expliquer les caractéristiques de l'émission de neutrons par un modèle uniquement thermonucléaire quels que soient la géométrie utilisée et le régime de fonctionnement. En outre dans certaines expériences on peut montrer que la majeure partie de l'émission de neutrons sinon la totalité est due à des faisceaux de deutérons intenses qui bombardent le plasma et le gaz de la chambre /I-36/.

Malgré tout, s'il semble bien que les phénomènes intervenant dans les expériences Focus et dans les strictions en général soient de même nature, /I-23,37/ le mécanisme qui engendre ces faisceaux intenses de particules n'a pas encore été bien expliqué.

I.4 - Diffusion Thomson

Au Centre d'Etudes de Limeil, les recherches concernant l'expérience Focus débutèrent en 1966 /I-38/. Les études se sont développées avec un double but : d'une part mesurer les principales caractéristiques du plasma pour déterminer l'origine de l'émission neutronique, d'autre part, extrapoler la machine vers les énergies élevées afin de réaliser des sources intenses de rayonnement X et neutronique. A cet effet de nombreux moyens de diagnostics furent mis en oeuvre et exploités /I-39,40/. En particulier pour mesurer la température des deutérons, paramètre fondamental lorsque l'on parle de neutrons thermonucléaires, le laboratoire de Limeil fut le premier à effectuer cette mesure par diffusion de la lumière d'un laser à rubis /I-41,42/. Cette technique qui porte le nom général de diffusion Thomson est difficile à mettre en oeuvre,

en revanche elle est très riche d'informations car la lumière diffusée dépend directement des fluctuations de densité électronique du plasma. Lorsque l'on observe les fluctuations thermiques on peut mesurer la température électronique ainsi que la température ionique dans le cas de la diffusion collective. Si les fluctuations acquièrent un niveau supra-thermique par suite d'instabilités au sein du plasma, on a le moyen d'étudier leur spectre.

L'expérience de diffusion a été réalisée sur une décharge alimentée par un banc de condensateurs de 14,5 kJ dont le flux neutronique moyen était de $1{,}5.10^9$ neutrons par tir.

Les résultats obtenus peuvent se résumer ainsi :

- Certains signaux diffusés par le plasma dense rassemblé sur l'axe sont compatibles avec ce que la théorie prévoit pour un plasma thermalisé. L'analyse en fréquence de la lumière diffusée permet donc de déterminer la température. Dans ce cas la valeur maximum obtenue est inférieure à 1 keV et la valeur moyenne est de 700 eV. Le flux de neutrons thermonucléaires émis par le filament de plasma dont la densité maximum est 5.10^{19} cm^{-3}, le nombre total de deutérons environ 2.10^{17} et la durée de vie 20 à 40 ns est inférieur à 10^6 c'est-à-dire au millième du flux total.

- En revanche d'autres signaux diffusés sont beaucoup trop intenses pour émaner d'un plasma thermalisé ; et il faut admettre que des instabilités se développent entraînant un niveau important des fluctuations de densité et un accroissement de la section efficace de diffusion de la lumière laser.

Ces dernières années les études menées notamment dans les laboratoires de Livermore /I,43/ du Kurtchatov /I,44/ et de Limeil /I,45/ ont montré que le plasma de l'expérience Focus est une source de faisceaux de particules (électrons et ions) extrêmement intense et vraisemblablement capable de remplacer avantageusement les générateurs utilisés pour réaliser des expériences de confinement inertiel. Deux aspects restent cependant à améliorer : d'abord accroître la reproductibilité de ces faisceaux sans en atténuer les performances et ensuite comprendre davantage le mécanisme de leur formation afin de pouvoir envisager une extrapolation sérieuse vers les niveaux requis pour ce genre d'expérience.

C'est sur ce dernier point que nous essayons d'apporter une contribution en poursuivant l'étude des fluctuations de densité par diffusion de la lumière laser. Plus précisément nous cherchons à caractériser les instabilités présentes dans le plasma et à définir leur rôle dans l'accélération des particules.

CHAPITRE II

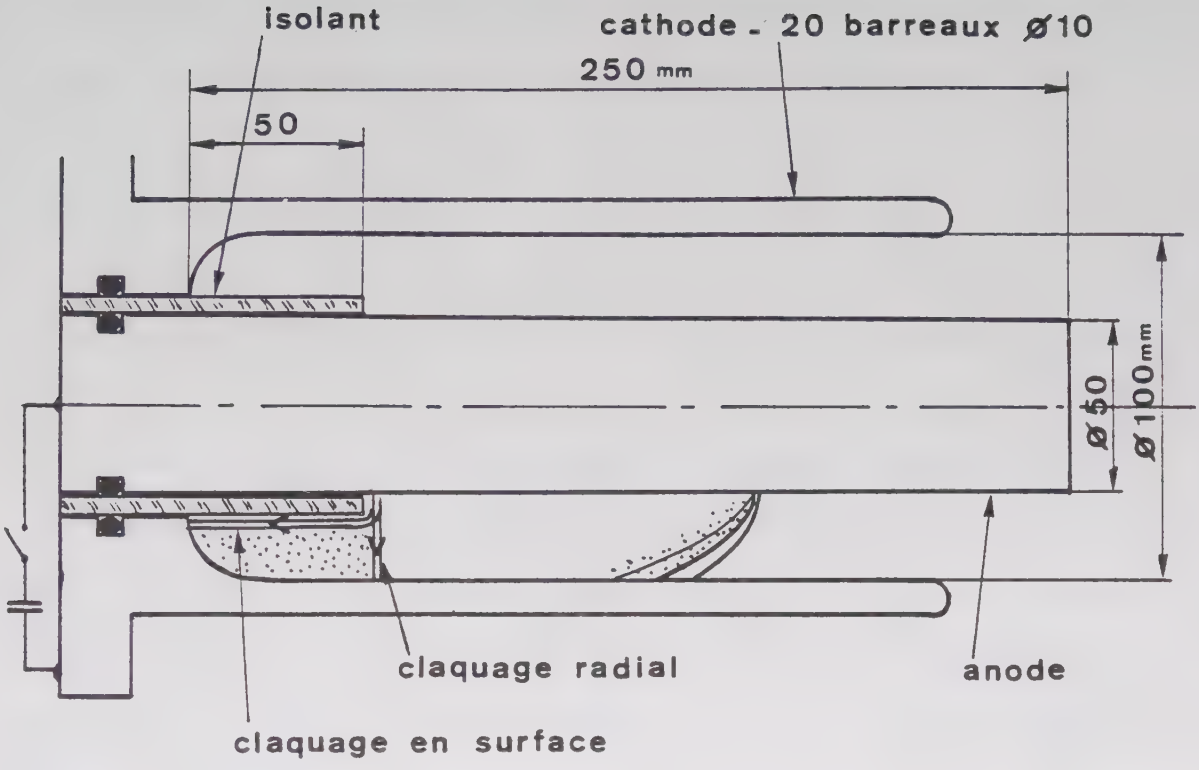
L'EXPERIENCE FOCUS - INTERACTION PLASMA-COURANT

II - L'EXPERIENCE FOCUS - INTERACTION PLASMA-COURANT

II.1 - Description de l'expérience

Comme nous l'avons signalé précédemment, les expériences Focus appartiennent à deux catégories de géométries représentées sur la figure (I-1) et appelées respectivement du nom de leur auteur Filippov et Mather. Ces deux géométries ont souvent rendu malaisée la comparaison des résultats des divers laboratoires. Au Centre d'Etudes de Limeil nous avons essentiellement travaillé avec la géométrie Mather, mais pour faire une comparaison approfondie nous avons également étudié la géométrie Filippov au niveau de 120 kJ /II-1/. Nous avons utilisé les diagnostics courants au laboratoire c'est-à-dire : les mesures électriques et magnétiques, les caméras à convertisseur d'images et les mesures de rayonnement X et neutronique. A la vue des résultats obtenus il a été établi qu'aucun critère fondamental ne permet de différencier les deux types de géométries. En revanche il est clair qu'il existe pour toutes les machines plusieurs régimes de fonctionnement que l'on met en évidence par des variations importantes dans les caractéristiques des émissions de rayonnements X et neutronique. Ces régimes peuvent correspondre à diverses formes d'un même phénomène physique élémentaire ou à plusieurs mécanismes. Pour une installation donnée, on obtient ces régimes de fonctionnement en faisant varier la pression initiale du gaz ou sa composition.

La description que nous allons faire, reste assez générale mais se rapporte plus particulièrement à l'expérience Mather que nous utilisons pour étudier la diffusion de la lumière laser (Fig. II-1).



- Capacité : 8 x 4,2 µF — Electrodes : cuivre O.F.H.C.
- Tension de charge : 40 kV — Isolant : verre Pyrex
- Energie : 27 kJ — Chambre : acier inoxydable
- Inductance totale (canon court-circuité à son extrémité) : 128 nH
- Inductance du canon seul court-circuité : 35 nH
- Impédance caractéristique du canon : 42 Ω
- Inductance de la tête : 25 nH
- Courant maximum d'une décharge ≈ 500 kA
- Energie magnétique maximum totale ≈ 17 kJ
- Nombre de particules dans l'espace inter-électrodes (P_o = 2 Torr) : 5.10^{20}
- Emission neutronique maximum (P_o = 3 Torr) : 5.10^9 neutrons/4 Π
- Surtension maximum au niveau de la tête (P_o = 1 Torr) : 70 kV
- Valeur minimum de la dérivée du courant (P_o = 1 Torr) : $- 2.10^{12}$ As^{-1}

Fig.II.1. Caractéristiques de l'expérience de type Mather utilisée au C.E.L.

Le banc de condensateurs chargé sous une tension de 40 kV est connecté par l'intermédiaire d'un éclateur commutateur aux électrodes du canon qui se trouvent dans une enceinte remplie d'hydrogène ou de deutérium sous une pression comprise entre 0,5 et 10 Torr.

II.1.1 - Le claquage

La phase initiale de la décharge est un claquage qui s'initie au voisinage de l'isolant en verre Pyrex. Au cours du claquage il y a ionisation du gaz et formation d'une couche de plasma qui conduit le courant délivré par le banc. Cette phase dépend de nombreux paramètres dont il est difficile de connaître l'influence exacte car ils ne sont généralement pas indépendants : nature et géométrie de l'isolant et des électrodes, pression et composition du gaz, tension de charge du banc, self-inductance du circuit, temps de montée du courant ... De plus comme dans toute expérience de claquage, celui-ci évolue au cours des décharges et dépend des expériences précédentes. Les observations effectuées avec des caméras et des sondes magnétiques montrent que la distribution du courant est particulièrement complexe pendant la phase de claquage : dès les premiers instants une partie du courant circule dans tout le volume compris entre la cathode et l'isolant, alors que l'autre partie circule dans une couche assez épaisse ($\approx$ 1 cm) qui peut s'amorcer suivant les cas, sur la surface de l'isolant ou radialement entre l'anode et la cathode à l'extrémité de l'isolant (Fig. II-1). Les photographies révèlent très souvent une structure filamenteuse striée radialement mais les mesures magnétiques ne nous ont pas permis d'associer une distribution de courant à cette structure visible. Soulignons

cependant que la cathode constituée de barres parallèles en forme de cage d'écureuil, substitue à la symétrie de révolution une symétrie azimutale qui peut favoriser une structure filamenteuse. La phase de claquage dure quelques centaines de nanosecondes à une microseconde suivant les machines - 500 ns dans notre cas - avant que l'on observe un déplacement de la couche de courant dans la direction de l'axe z des électrodes vers l'extrémité libre du canon.

II.1.2 - La propagation

Lorsque le banc de condensateurs a délivré une certaine quantité d'énergie nécessaire à l'ionisation du plasma (environ 0,5 kJ) la couche de courant est constituée et se propage sous l'action des forces de Laplace ; la surpression locale engendre une onde de choc qui ionise le gaz. La couche de plasma prend une forme bidimentionnelle non-cylindrique (Fig. II-1) due à la variation en 1/r du champ magnétique ; le gaz balayé par l'onde de choc est plus ou moins poussé devant la nappe de courant car il a la possibilité de s'écouler le long de cette nappe vers la cathode et même à l'extérieur du canon à travers les barres qui la constituent.

La phase de propagation est instable et peut être interrompue par l'apparition d'un arc purement radial. En effet la déformation du circuit électrique est telle qu'il tend à augmenter son coefficient de self-induction ce qui se réalise par un déplacement longitudinal de la couche si la symétrie de révolution est conservée, mais aussi par la

formation d'un arc d'un seul côté du canon lui-même soumis à l'effet de striction. Cette instabilité est connue depuis longtemps pour les canons coaxiaux, /II,2/ mais aujourd'hui encore elle est mal maîtrisée car ses conditions d'apparition ainsi que son taux de croissance n'ont pas été déterminés. Les défauts de concentricité du canon et les mauvais états de surface qu'il vaut mieux éviter ne sont pas les paramètres fondamentaux. De même si le cuivre de grande pureté donne de bons résultats, il n'est pas indispensable et peut être remplacé par l'acier inoxydable. Des règles empiriques qui permettent de fixer les dimensions du canon pour un courant total donné ont été établies /II,3/. Deux aspects électrotechniques s'opposent : il faut limiter la densité de courant au niveau de l'anode pour éviter un échauffement important et la vaporisation du métal mais il convient aussi de conserver un champ magnétique suffisamment fort pour bénéficier d'un isolement magnétique derrière la couche de plasma et par suite prévenir les "reclaquages" qui dérivent une partie plus ou moins grande du courant de la couche.

Il semble néanmoins que le problème de la stabilité de la phase de propagation, ne puisse être résolu dans sa généralité qu'en l'abordant sous l'aspect théorique de l'interaction plasma-courant.

Pendant la phase de propagation la vitesse de la couche de plasma est à peu près constante et dépend de la nature et de la pression du gaz. La vitesse est de 10^7 cm/s pour une pression initiale de 3 Torr de deutérium qui correspond au rendement neutronique maximum.

La structure de la couche de courant déterminée par des sondes magnétiques /II,4/ apparaît le plus souvent comme constante pendant

toute la phase de propagation. La figure (II-2) schématise la distribution de la densité de courant radial j_r au milieu de l'espace inter-électrodes vers l'extrémité de l'anode, ainsi que la position de la couche lumineuse au même instant observée avec une caméra LEP dont le temps de pose est 1 ns /II-5/. La zone lumineuse correspond à une couche où la densité est maximum /II-6/. On constate sur la figure (II-2) que seulement 10 à 15 % du courant circule dans la couche dense alors que la majeure partie s'écoule derrière dans une région ténue du plasma. On a également mis en évidence que le courant véhiculé par la couche à l'extrémité de l'électrode varie d'une décharge à l'autre et ne représente en général que 70 à 90 % du courant total délivré par le générateur /II-7/. Plus le pourcentage est important, meilleures sont les performances de la décharge au point de vue rayonnement. Le courant perdu circule dans le plasma résiduel au voisinage de l'isolant mais aussi dans des petits arcs radiaux. Des photographies de la couche de plasma prises de l'extrémité ouverte du canon avec l'axe z comme direction d'observation montrent des striations radiales qui ont été mises en évidence pour la première fois par le professeur Bostick et ses collaborateurs au Stevens Institute /II-8/. Ces filaments radiaux qui sont d'autant plus visibles que la pression initiale est élevée sont accompagnés de filaments azimutaux moins intenses orthogonaux aux précédents (Fig. II-3). L'opinion de Bostick et de Nardi est que ces filaments jouent un rôle fondamental dans ce type d'expérience et qu'ils correspondent à des tourbillons magnétiques à structure sans force ("force free") c'est-à-dire que dans l'équation $\overrightarrow{\nabla p} = \vec{j} \times \vec{B}$ on a $\nabla p = 0$ ce qui

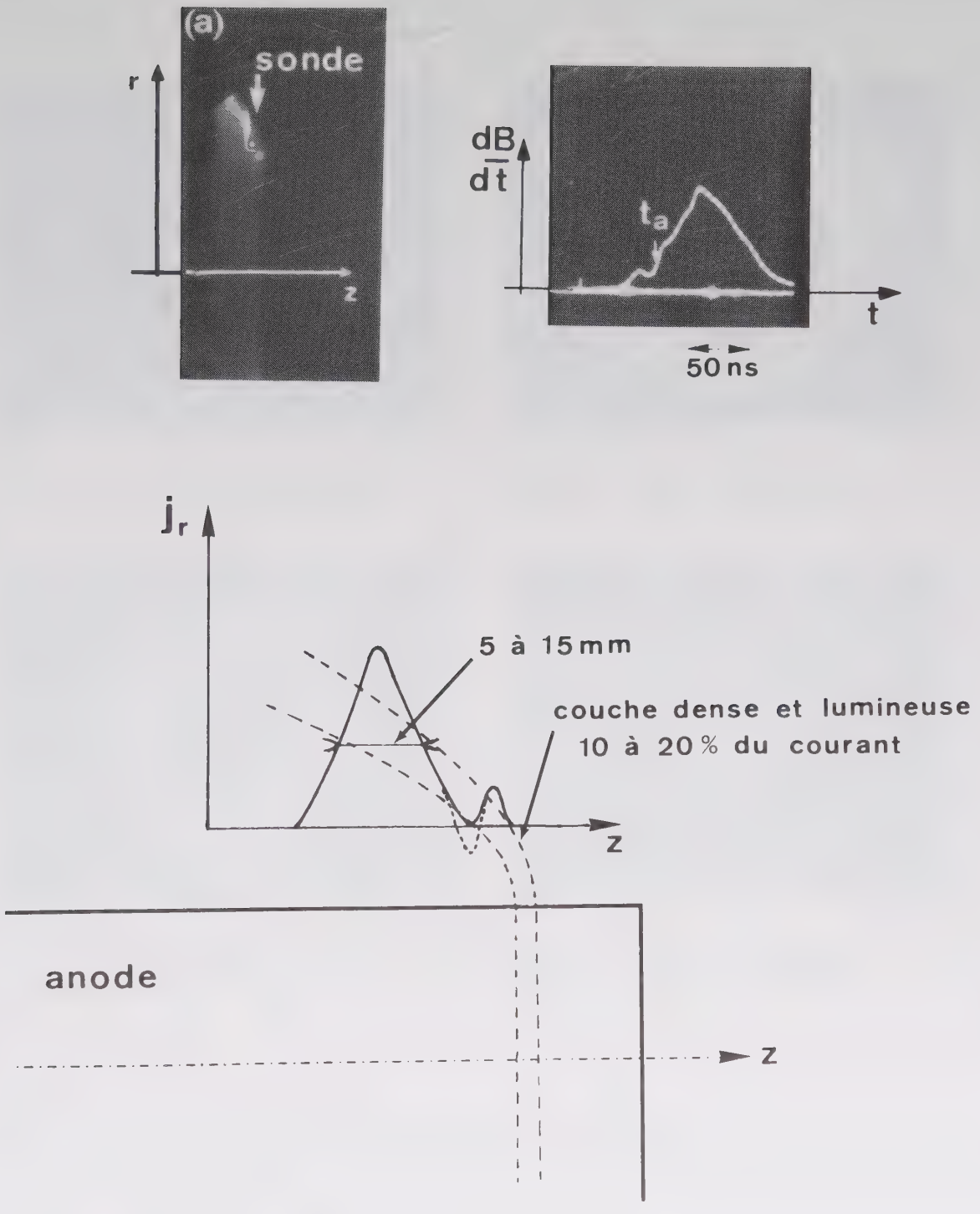


Fig.II.2. Structure de la couche de courant pendant la phase de propagation déterminée par une sonde magnétique ; dB/dt : signal délivré par la sonde, (a): photographie de la couche lumineuse à l'instant t_a

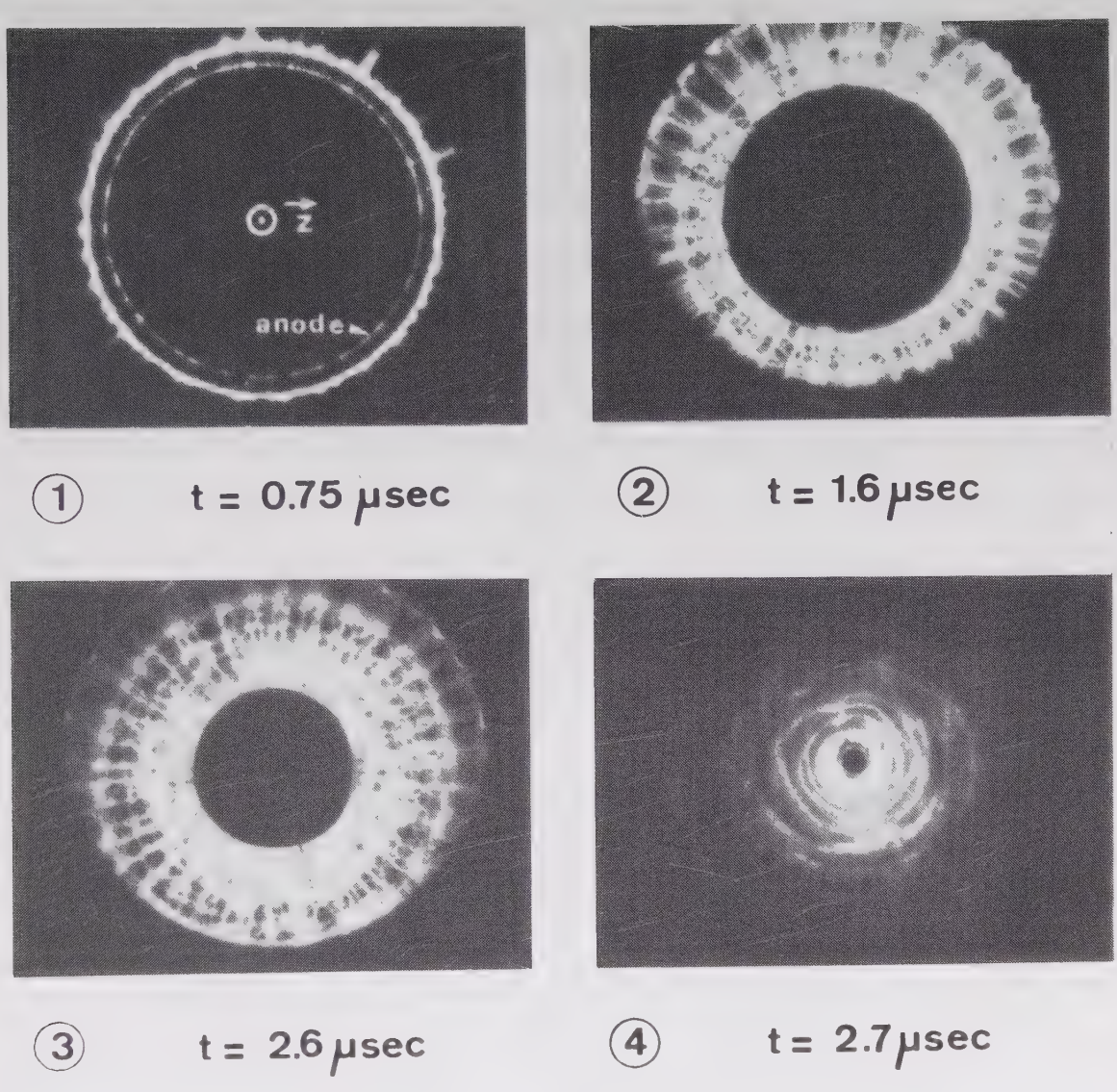


Fig.II.3. Photographies de la couche de plasma (axe z du canon debout) 1 : propagation ; 2, 3, 4 : implosion ; d'après A. Coudeville C.E.A. Limeil /I,40/. Expérience 200 kJ −40 kV.

entraîne : ($\overrightarrow{rotB} = \alpha\vec{B}$). Ces structures où le champ magnétique et le champ de vitesse sont helicoïdaux correspondent à des états d'énergie magnétique minimum et peuvent conduire des courants importants : des cordons de plasma superconducteurs en quelque sorte. Cependant, les signaux que nous avons obtenus sur notre expérience avec des sondes magnétiques dans la phase de propagation correspondent plutôt à une couche de courant épaisse quasiment stationnaire lors de son passage sur la sonde. Il est intéressant de remarquer que la distribution de courant radial j_r présente un minimum local à l'arrière de la zone dense (Fig. II-2). Ce minimum est plus ou moins accentué suivant les décharges jusqu'à apparaître négatif dans certains cas ; il pourrait être dû à des filets de courant qui se présenteraient plus ou moins près de la sonde. En tout état de cause il semblerait donc que ces filaments ne conduisent qu'une faible proportion du courant total.

II.1.3 - L'implosion - phase résistive

Lorsque la couche dense et lumineuse arrive à l'extrémité de l'électrode intérieure, elle implose vers l'axe z. Comme on peut le voir sur les photographies (1 ns) de la figure (II-4) la couche lumineuse est en général symétrique par rapport à l'axe des électrodes.

Il est bon cependant de souligner que dans certains cas des implosions très irrégulières pour lesquelles la symétrie axiale n'est pas conservée peuvent donner une émission neutronique voisine des performances maximales. C'est le cas de la décharge de la figure (II-5).

La vitesse d'implosion radiale est comprise entre 10^7 et 3.10^7 cm/s

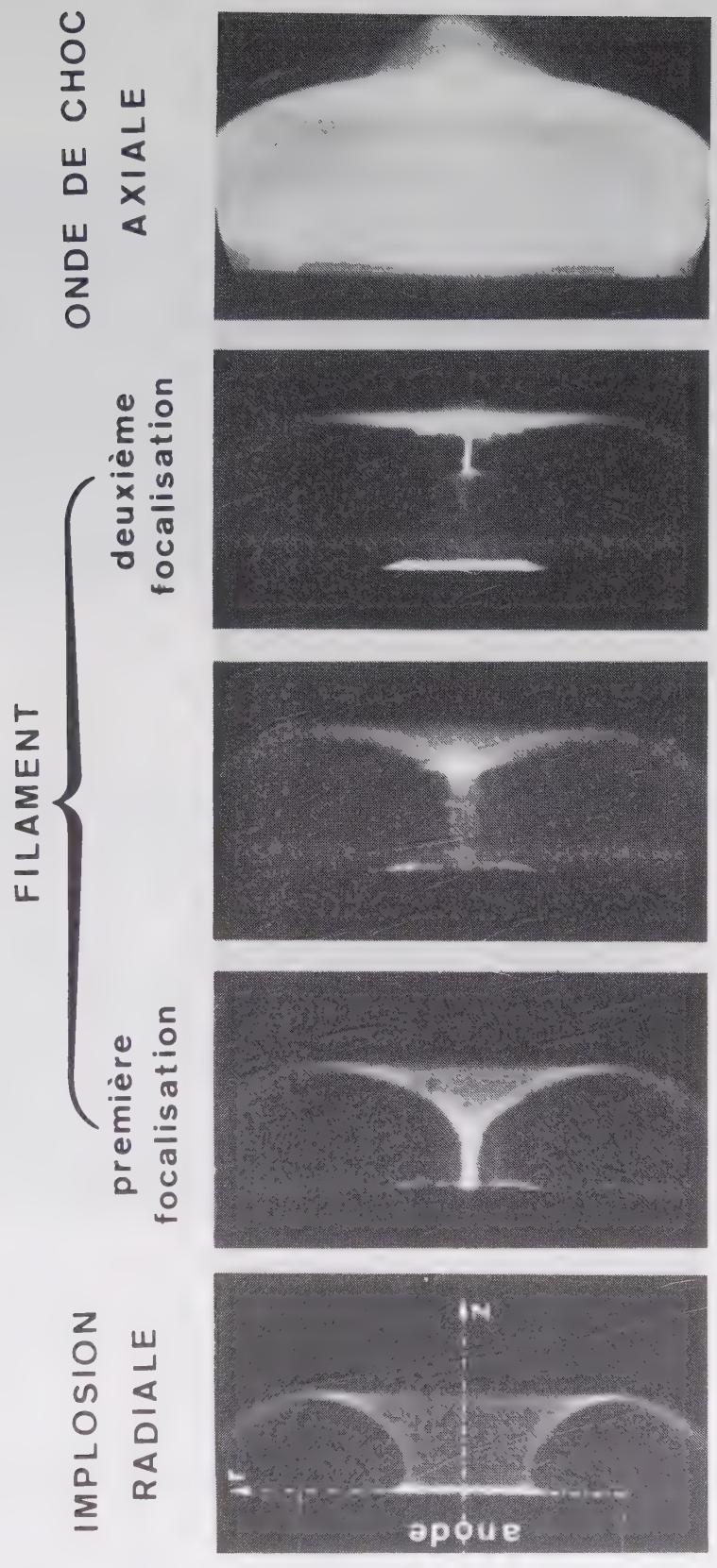
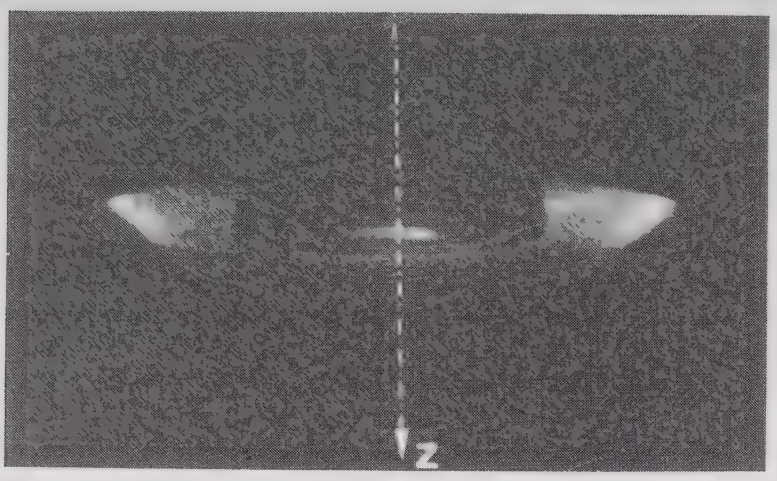
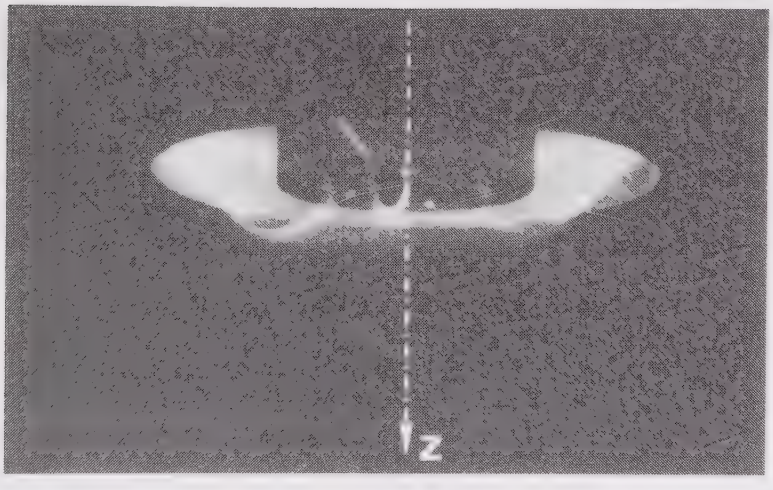


Fig. II.4. Photographies du plasma de l'expérience 27 kJ – 40kV prises avec un temps de pose de 1 ns



(a)



(b)

Fig.II.5. (a) Implosion régulière

(b) Implosion irrégulière

Ces deux décharges ont donné une émission neutronique

$\approx 10^9$ neutrons/4Π

suivant la pression initiale. Les vitesses les plus grandes sont obtenues à basse pression (1 Torr). Pour les décharges donnant lieu à une émission de neutrons importante, le mouvement radial est accéléré alors que la vitesse radiale est constante pour les décharges ne donnant pas d'émission neutronique. Dans ce dernier cas, une faible proportion du courant total circule dans la couche qui implose. Un filament de plasma dense se rassemble sur l'axe, il dure 20 à 50 ns pendant lesquelles il subit des variations importantes de volume et de densité ; on observe en particulier une double focalisation et des instabilités magnéto-hydrodynamiques qui entraînent sa coupure (Fig. II-4). Le caractère bidimensionnel de l'implosion ne semble donc pas apporter au filament une grande stabilité /II,9/. Ce n'est que dans les décharges donnant relativement peu ou pas de neutrons et en particulier lorsque l'électrode intérieure est la cathode, que l'on observe un cordon stable pendant 40 à 60 ns. La densité maximum mesurée par interférométrie holographique atteint 5.10^{19} cm^{-3} /II,6/ et la température ionique mesurée par diffusion laser est de 700 ± 200 eV, pour une pression initiale de 3 Torr de deutérium.

Remarquons cependant que ces mesures ont été effectuées avec des résolutions spatiales de l'ordre de 1 mm^3 et des résolutions temporelles de 3 ou 5 ns et ne peuvent par conséquent donner des informations valables sur les petites régions de dimensions parfois inférieures à 100 µm qui ont été observées sur les photographies X, /II,10,11/ ou sur des interférogrammes /II,12/. La mesure de la température électronique à partir du rayonnement X par la méthode des absorbants /II,10/

donne des valeurs comprises entre 1 et 5 keV également pour une faible quantité de matière.

Pendant la phase d'implosion, les signaux électriques V(t) et $\frac{dI(t)}{dt}$ mesurés respectivement avec un diviseur de tension placé entre les deux électrodes au niveau de l'isolant et une ceinture de Rogowsky placée sur l'un des câbles coaxiaux qui relient le banc de condensateurs aux électrodes, présentent des singularités : La différence de potentiel augmente brutalement et atteint 50 à 100 kV en 200 à 100 ns et simultanément, la dérivée du courant devient très fortement négative atteignant 3.10^{11} à 2.10^{12} As^{-1}. Ces singularités électriques sont des caractéristiques marquantes des expériences Focus, et traduisent une variation importante de l'impédance du plasma pendant la phase d'implosion. L'absence de singularités est le signe d'une "mauvaise" décharge qui n'émet pas de rayonnement. L'émission de neutrons est reliée à l'amplitude des singularités.

Pendant longtemps les singularités furent attribuées à la focalisation sur l'axe d'une nappe de courant extrêmement fine et à la variation d'inductance correspondante.

L'équation électrique du circuit s'écrit :

$$V(t) = \{R(t) + \frac{dL(t)}{dt}\} I(t) + L(t)\frac{dI}{dt}$$

où V(t) est la tension aux bornes du canon (côté isolant), I(t) le courant total circulant dans le canon, L(t)
(électrodes + couche de plasma déformable) et R(t)

plasma. La résistance d'un plasma étant très faible lorsque l'on utilise la formule donnée par Spitzer /II-13/ on négligeait le terme R(t) dans l'équation précédente. Pendant la phase de propagation, on a montré /II,14/ que R est de l'ordre de quelques milliohms alors que dL/dt vaut environ 14 mΩ. Mais pendant la phase d'implosion R n'est plus négligeable et devient même le terme prépondérant. La mesure de la résistance du plasma pendant cette phase a été faite de la façon suivante : /II,15/.

On mesure V(t) et dI/dt, signaux électriques qui sont soigneusement récalés temporellement par rapport à deux photographies de la décharge prises à des instants voisins t_1 et t_2. On suppose que la couche de courant d'épaisseur nulle est confondue avec la couche lumineuse. On peut alors calculer $L(t_1)$ et $L(t_2)$ et (dL/dt) moyen entre t_1 et t_2. Puis à l'aide de l'équation électrique du circuit on calcule R_{moyen} entre t_1 et t_2. On montre de cette façon que R n'est pas négligeable et qu'il atteint des valeurs de l'ordre de 30 à 40 mΩ au milieu de la phase d'implosion.

De plus les mesures effectuées avec des sondes magnétiques montrent que le courant électrique circule dans une couche épaisse qui peut atteindre 1 cm /II,4/ derrière la couche lumineuse ; par suite, l'hypothèse précédente - couche de courant d'épaisseur nulle confondue avec la couche lumineuse - conduit à une sous estimation de la résistance du plasma.

A la lumière de ces résultats, /II,16/ une bonne approximation consiste à négliger le terme inductif pour estimer la valeur maximum

atteinte par la résistance du plasma. On peut définir une différence de potentiel au niveau de la striction en considérant que L(t) garde une valeur approximativement constante $L(t) = L_c$ pendant l'implosion :

$$V_{striction}(t) = V(t) - L_c\left(\frac{dI}{dt}\right)$$

On a alors :

$$R(t) = \frac{V_{striction}(t)}{I(t)}$$

Au cours d'une décharge, la valeur maximum de la résistance du plasma est obtenue lorsque $\frac{dI}{dt}$ est minimum. Cette valeur dépend de la pression initiale. Le tableau (II-2) ci-dessous donne les valeurs moyennes obtenues pour diverses mesures effectuées sur l'expérience 27 kJ - 40 kV.

Pression initiale	Vstriction maximum	dI/dt minimum	Résistance "anormale"	Emission neutronique
Torr	kV	As^{-1}	mΩ	neutrons/4Π
1	130	$1{,}4.10^{12}$	250	2.10^9
3	110	8.10^{11}	200	5.10^9
8	35	$3{,}3.10^{11}$	70	3.10^8

Tableau II-2 - Valeurs moyennes des caractéristiques de l'expérience 27 kJ en fonction de la pression initiale

Les valeurs obtenues pour la résistance du plasma sont dites "anormales" en ce sens qu'elles sont de plusieurs ordres de grandeur supérieures aux valeurs que l'on obtient en faisant l'hypothèse d'un plasma thermalisé et en utilisant la formule de Spitzer /II,13/ pour la résistivité /II,4/.

Il faut donc supposer que pendant la phase d'implosion, le fort courant électrique qui traverse le plasma dense et le plasma ténu qui l'entoure, entraîne le développement d'instabilités microscopiques et une valeur anormale de la résistivité.

Soulignons que pendant la phase résistive, l'émission neutronique est nulle ou négligeable. Une émission primaire a été mise en évidence /II,17/ mais elle est environ mille fois plus faible que l'émission principale qui débute seulement lorsque R atteint une valeur maximum.

Enfin, terminons par une observation originale qui a été faite sur toutes les machines étudiées à Limeil : R prend une valeur maximum qui ne dépend pas sensiblement de la valeur du courant total de la striction. Pour des installations où le courant maximum se situe entre 20 kA et 2000 kA on trouve R = 0,2 - 0,4 Ω /II,7/.

II.1.4 - Les faisceaux de particules

A l'issue de la phase résistive débutent les émissions de rayons X durs et de neutrons qui sont dues respectivement au bombardement de l'anode par un faisceau d'électrons et au bombardement du gaz par un faisceau de deutérons.

Le faisceau de deutérons a été mis en évidence par l'onde d'ionisation en forme de bulle qu'il crée en traversant le gaz /II,6/ et également par son interaction directe avec une cible en polyéthylène deutéré - $(CD_2)_n$ - placée à 20 mm de l'anode /II-18/. Cette expérience a permis en outre une estimation assez précise de ses caractéristiques /II,19,20/.

De même les caractéristiques du faisceau d'électrons ont été déterminées à partir de l'étude du rayonnement X émis par l'anode /II-21/.

Les faisceaux d'électrons et de deutérons les plus intenses sont obtenus simultanément pour les régimes de faibles pressions initiales ($\approx$ 1 Torr) qui correspondent aux valeurs maximales de R. On constate que pendant environ 30 à 50 ns, le courant de conduction de la phase résistive est interrompu et que le courant délivré par le générateur passe alors sous forme de faisceaux. Le passage de la phase résistive à la phase faisceau que l'on peut déterminer à partir du temps de montée du signal de rayonnement X observé par un détecteur est extrêmement rapide ($\lesssim$ 1 ns dans le régime basse pression). On constate également que la puissance des faisceaux de particules est de l'ordre de : /II- 19/

$V_{striction} \times I_{générateur}$.

D'autres phénomènes caractéristiques d'un plasma hors équilibre accompagnent la phase résistive et la phase de faisceaux intenses. Le rayonnement infrarouge a été observé à des niveaux de six ordres de grandeur supérieurs au niveau thermique dans la gamme $\lambda \gtrsim 5$ µm à l'Université de Columbia /II,22/. Et dans le domaine hyperfréquence on a également observé un rayonnement suprathermique très anisotrope, au

laboratoire du Stevens Institute of Technology /II,23/ ainsi qu'à l'Institut für Angewandte Physik de Darmstadt /II,24/ dans la bande de fréquence 3 à 10 GHz.

II.2 - Interaction plasma-courant et turbulence

La description que nous venons de faire de l'expérience Focus est loin d'être complète et satisfaisante. Ceci est dû aux phénomènes complexes qui interviennent lors du claquage, de l'ionisation et de la formation du plasma, et surtout aux interactions fortes et nombreuses d'un plasma et d'un courant électrique.

Dans la plupart des expériences de laboratoire, le courant électrique n'est utilisé que comme un moyen, soit pour créer un champ magnétique de confinement ou de stabilisation, soit pour comprimer ou chauffer un plasma. Aussi bon nombre des manifestations de l'interaction plasma-courant ont été considérées comme marginales voire comme des effets parasites. Or, ces manifestations qui ont été observées depuis longtemps en astrophysique /II,25/ et dans les expériences où la densité de courant électrique devient importante, doivent être considérées comme la phénoménologie même de l'interaction plasma-courant.

Les principaux aspects de l'interaction plasma-courant apparaissent dans la décharge Focus : instabilités MHD et filamentations, surtensions aux bornes de la décharge, résistance anormale, rayonnement suprathermique dans des domaines variés de fréquence, états d'ionisation très élevés des impuretés, particules suprathermiques et faisceaux intenses ...

Nous voudrions dans ce paragraphe d'une part faire une comparaison avec d'autres expériences afin de souligner la généralité des phénomènes, et d'autre part dégager quelques points particuliers observés dans l'expérience Focus et qu'il paraît intéressant de faire ressortir.

Les expériences avec lesquelles nous pouvons le plus facilement établir un parallèle sont évidemment toutes les décharges linéaires ou toriques alimentées par un générateur de courant ou un générateur de tension avec ou sans champ magnétique longitudinal de stabilisation et qui ont été étudiées essentiellement aux débuts des recherches concernant la fusion contrôlée. Bon nombre de ces géométries d'expériences ont été reprises pour effectuer des études sur le chauffage turbulent d'un plasma par un courant /II-26-28/, et là encore le parallèle est possible.

Les canons coaxiaux qui ont été conçus comme injecteurs pour accélérer des bouffées de plasma et dont la géométrie Mather est issue présentent également de nombreux points communs avec l'expérience Focus /II,29,30/.

D'autres expériences plus récentes montrent aussi des analogies profondes : ce sont les étincelles sous vide ou "Vacuum sparks" /II,31,33/, les fils explosés implosés /II,34/ ainsi que les décharges effectuées dans des jets de gaz /II,35-36/.

Enfin notons également que des comparaisons ont été faites entre les phénomènes ayant lieu dans les décharges Focus et les phénomènes naturels tels que les éruptions solaires /II,37/.

D'une façon générale les phénomènes caractéristiques de l'interaction

plasma-courant se développent dès que les vitesses de dérive imposées par le courant sont de l'ordre de grandeur des vitesses thermiques électroniques ou ioniques. On constate en effet dans toutes ces expériences que les phénomènes dépendent étroitement de la valeur du courant et de la densité du gaz c'est-à-dire de la vitesse de dérive des porteurs. Le premier fait que nous dégagerons est que dans toutes les expériences où il est possible de mesurer le courant et la tension aux bornes de la colonne de plasma, on observe des singularités électriques qui traduisent une variation importante et brutale de l'impédance du plasma. Ces singularités sont en étroite corrélation avec les particules rapides et le rayonnement. Nous avons vu que dans le cas de l'expérience Focus la partie résistive est supérieure à la partie inductive et cela se vérifie dans la plupart des expériences /II,27,28, 31-34,38,39/. On estime ou l'on détermine que la résistivité est en général de deux ou trois ordres de grandeur supérieure à la résistivité de Spitzer calculée à partir des collisions coulombiennes.

On constate corrélativement que le courant électrique ne se réduit pas à une pellicule mince associée avec la zone dense comme le supposent beaucoup de modèles simplifiés mais circule dans une couche épaisse voire en volume /II,29,30/. On observe parfois des boucles de courant /II,30,40/. Il en découle qu'il est souvent impossible de faire une corrélation entre la dynamique de la partie dense et lumineuse du plasma et les signaux électriques /II,41,42,43/. Dans le canon coaxial de la référence /II-30/ par exemple, les auteurs observent que la singularité électrique a lieu alors que la couche de plasma se trouve dans

la partie coaxiale du canon. Il est donc impossible d'attribuer ce signal à un effet inductif d'implosion. Les auteurs interprètent ce signal par une fuite de la couche de courant qui se désolidarise de la couche de plasma dense. Ce phénomène a également été observé dans les expériences Focus au Kurtchatov et au Lebedev dans des régimes où le rôle joué par les impuretés n'a pas été complètement élucidé /II,44,45/. De même dans la décharge linéaire de la référence /II,46/ où le plasma n'a pas la possibilité de se rassembler dans un petit volume sur l'axe pour la simple raison que la partie centrale de la décharge est occupée par une tige cylindrique isolante, on observe aussi une singularité électrique et des accélérations de particules. Cette expérience permet de mesurer directement la résistance du plasma par une méthode non inductive (c'est-à-dire qu'il n'y a pas de champ magnétique dans la boucle de mesure). La valeur de : 0,3 Ω est tout à fait comparable aux valeurs obtenues pour les décharges Focus bien que la géométrie soit assez différente, ainsi qu'aux 0,175 Ω de l'expérience de V.A. Suprunenko et all /II,47/.

Un autre fait expérimental que l'on observe dans ces expériences est l'alternance entre des périodes pendant lesquelles il n'y a pas de particules rapides bien que la colonne de plasma soit soumise à un champ électrique important qui dépasse la limite de Dreicer /II,48/ : c'est ce que nous appelons la phase résistive car le courant décroît, et des périodes où l'on détecte des neutrons et des rayons X qui correspondent à la phase de faisceaux. Pendant cette dernière phase, le courant total augmente, ce qui semble indiquer que le plasma présente alors

une résistance plus faible. Ces deux phases sont d'autant plus facilement mises en évidence que les phénomènes sont lents /II,4,31,32,41,49/.Dans le cas de l'expérience Focus la rapidité des phénomènes a souvent fait apparaître comme synchrones des événements qui en fait se succèdent. Dans de nombreux cas l'alternance entre ces deux phases se répète plusieurs fois, jusqu'à quatre fois au cours d'une seule décharge, d'où plusieurs pics dans les singularités et plusieurs bouffées de particules rapides. C'est d'ailleurs pour beaucoup d'expériences la deuxième bouffée qui est la plus intense.

Ces phénomènes sont tellement généraux qu'on les retrouve aussi bien dans les plasmas denses tels que les décharges Focus, que dans l'expérience Aspa où la densité est faible (1 à 2.10^{12} cm^{-3}) /II,50/.

L'interaction turbulente d'un courant électrique et d'un plasma peut donc se schématiser de la façon suivante :

Lorsque le courant traversant une colonne de plasma dépasse une certaine valeur critique, des instabilités se développent et entraînent une résistance anormale. Le courant de conduction est interrompu, une différence de potentiel importante s'établit dans une région localisée de la colonne, et un super claquage donne naissance à des faisceaux intenses de particules. Pratiquement une grande partie de l'énergie magnétique du circuit peut être transférée aux faisceaux avec une puissance importante.

CHAPITRE III

DIFFUSION DE LA LUMIERE PAR UN PLASMA

III - DIFFUSION DE LA LUMIERE PAR UN PLASMA

La théorie de la diffusion THOMSON d'une onde électromagnétique par les électrons d'un plasma a été traitée par plusieurs auteurs et exposée dans de nombreux livres et revues /III.1-7/. L'ouvrage le plus complet sur ce sujet est celui de J.H. Sheffield /III.7/. Nous ne ferons donc ici qu'un résumé rapide des principaux résultats théoriques et expérimentaux que nous utiliserons par la suite. Après avoir donné une image physique de la diffusion, nous rappellerons le cas d'un plasma homogène en équilibre maxwellien et nous dégagerons quelques propriétés de la lumière diffusée par un plasma non homogène et instable, cas envisagé pour l'expérience Focus.

Lorsqu'un électron est soumis à une onde électromagnétique il est accéléré par le champ électrique de celle-ci, oscille autour de sa position d'équilibre et rayonne. La puissance rayonnée P dans tout l'espace a pour expression :

$$P = \phi_0 \, \sigma_0$$

où ϕ_0 est la puissance incidente par unité de surface,

$$\sigma_0 = \frac{8\pi}{3} r_0^2$$

la section efficace de diffusion THOMSON, et :

$$r_0 = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{e^2}{m_e c^2}$$

le rayon classique de l'électron.

C'est la faible valeur de la section efficace de THOMSON :

$$\sigma_0 = 7.10^{-25} \text{ cm}^2$$

qui rend particulièrement difficile les expériences de diffusion.

Par exemple la puissance diffusée par 10 mm^3 d'un plasma à la densité de 10^{18} électrons par centimètre cube est environ 10^{-8} fois plus faible que la puissance incidente.

Les principales difficultés que représente la mise au point de ce genre d'expérience ont maintenant été surmontées pour la plupart des plasmas de laboratoire grâce au développement des lasers et des détecteurs sensibles. /III.8-16/.

Au laboratoire de Limeil, devant le grand intérêt que présente ce moyen de diagnostic il a été étudié dès 1966 /III.8/.

III.1 - Fluctuations et diffusion

Dans une expérience de diffusion, les électrons soumis au champ électrique de l'onde incidente constituent des oscillateurs de Hertz forcés et rayonnent. Du fait de leur masse plus élevée le rayonnement des ions est négligeable. Au niveau d'un détecteur le rayonnement (ou la diffusion) observé est la superposition des champs électriques de tous les électrons et par suite dépend à chaque instant de la position et de la vitesse de chacun d'eux. On comprend alors implicitement que le champ résultant contient une information structurelle et dynamique des dispositions et des vitesses des électrons, d'où le grand intérêt d'une expérience de diffusion.

Soit un plasma éclairé par une onde plane monochromatique polarisée rectilignement ; les champs rayonnés par les électrons à une distance grande devant les dimensions du plasma, sont parallèles et ont même amplitude mais leur déphasage dépend de la position de l'électron considéré. Le champ électrique résultant est égal à la somme des champs électriques compte tenu des déphasages.

Si l'on suppose que la densité électronique est parfaitement uniforme, il est possible d'associer les régions deux à deux pour que leurs champs diffusés soient en opposition de phase et par suite la diffusion résultante dans une direction quelconque nulle.En d'autres termes la diffusion d'une onde électromagnétique par un plasma est due aux fluctuations de densité électronique.

On peut montrer par une image simple que la diffusion dans une direction donnée faisant un angle φ avec la direction de l'onde électromagnétique incidente de vecteur d'onde $|\vec{k}_0| = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ et de pulsation ω_0 est produite par une composante spatiale k du développement en série de Fourier de la densité électronique.

Considérons un point A (électron) situé à l'intersection d'un rayon incident et du rayon diffusé faisant un angle φ avec le rayon incident et définissant le plan de la figure /III.1/. Il est clair que tous les électrons situés sur la première bissectrice de l'angle φ comme le point B par exemple, rayonnent un champ en phase avec celui diffusé par A, la différence de marche entre les deux chemins optiques étant nulle.

Pour qu'un point C situé en dehors de cette droite diffuse un champ électrique en phase avec celui rayonné par A (voir figure III.1) il faut que la différence de marche DC + CD' soit égale à λ_0 . Soit :

$$DC + CD' = 2DC = 2\lambda \sin \varphi/2 = \lambda_0$$

Nous voyons donc en étendant le raisonnement à l'espace, que seuls les points de plans parallèles distants de λ tels que :

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{2 \sin \varphi/2}$$

vont contribuer à la diffusion dans la direction φ . Ces plans correspondent à la composante spatiale de nombre d'onde

$$k = \frac{4\pi \sin \varphi/2}{\lambda_0}$$

du développement en série de Fourier de la densité.

Entre le vecteur d'onde de l'onde incidente $\vec{k}_0$, le vecteur de diffusion $\vec{k}$ nous avons la relation :

$$\vec{k} = \vec{k}_0 - \vec{k}_D$$

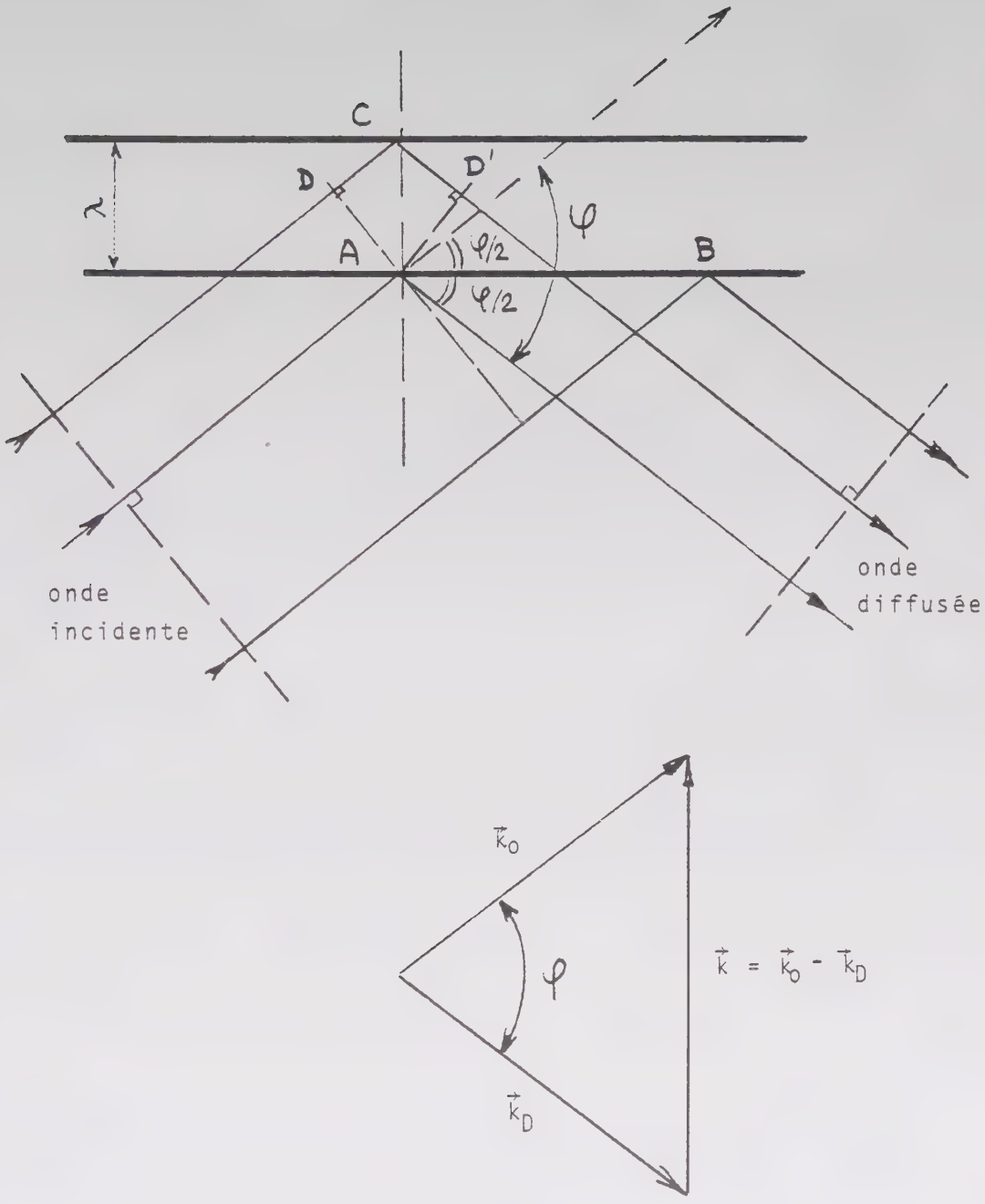


Fig.III.1. Analogie du réseau diffusant réf. /III.9/
vecteur de diffusion $\vec{k}$

Dans la présentation précédente, nous avons supposé implicitement que la diffusion se faisait à la même fréquence ω_0 que l'onde incidente. Ceci n'est qu'une première approximation. En effet lorsqu'un électron est animé d'une vitesse $\vec{v}$ dans le référentiel du laboratoire, la pulsation de l'onde incidente dans le référentiel de l'électron est :

$$\omega_1 = \omega_0 + \vec{k}_0 \cdot (-\vec{v})$$

et la pulsation de l'onde diffusée par l'électron et observée dans le référentiel du laboratoire est :

$$\omega_D = \omega_1 + \vec{k}_D \cdot \vec{v} = \omega_0 - (\vec{k}_0 - \vec{k}_D) \cdot \vec{v}$$

soit :

$$\omega_D = \omega_0 - \vec{k} \cdot \vec{v}$$

La pulsation de l'onde diffusée par un électron en mouvement est donc légèrement différente ($v \ll c$) de la pulsation de l'onde incidente par suite d'un double effet Doppler. La lumière diffusée par un plasma présente un spectre en fréquence par suite de l'agitation thermique.

D'une façon générale, on démontre que la diffusion est déterminée par la quantité $\langle |n_e(\vec{k},\omega)|^2 \rangle$, moyenne d'ensemble de la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation de la densité électronique $n_e(\vec{r},t)$. Une expérience de diffusion sélectionne une composante spectrale :

$$\vec{k} = \pm (\vec{k}_0 - \vec{k}_D)$$

et

$$\omega = \pm (\omega_0 - \omega_D)$$

Dans un plasma les fluctuations statistiques des densités de particules et de champ électrique sont liées d'une part à l'agitation thermique des particules chargées et d'autre part aux oscillations d'ondes de plasma. On sait que les ondes de plasma longitudinales sont excitées par les particules les plus rapides de la distribution (suprathermiques) par un effet comparable à l'effet Čerenkov /III.5/. Les oscillations

collectives se classent en deux catégories : les oscillations haute fréquence des électrons auxquelles les ions ne participent pratiquement pas et les oscillations basse fréquence des ions pour lesquelles des électrons sont entraînés dans le mouvement ordonné des ions.

Pour de nombreuses situations expérimentales le plasma n'est pas à l'équilibre thermodynamique et le spectre des fluctuations s'en trouve modifié ; en particulier des ondes peuvent être excitées. Dans certains cas, le retour vers l'équilibre se fait par des instabilités et un accroissement très important des fluctuations de densité. Lorsqu'un large spectre d'ondes instables est présent, on parle de turbulence.

Pour un plasma non homogène constitué de N électrons dans un volume V, il est utile de définir la densité électronique à trois niveaux de description comme le fait J. Weinstock /III.4/.

On définit une densité microscopique sous la forme d'une série de fonction δ :

$$n_e(\vec{r},t) \equiv \sum_{j=1}^{N} \delta(\vec{r} - \vec{r}_j(t))$$

une densité macroscopique, densité qui apparaît dans la description M.H.D. :

$$< n_e(\vec{r},t)> \equiv \int f_1(\vec{r},\vec{w},t)\underline{dw}$$

où f_1 est la fonction de distribution simple des vitesses w, et la densité moyenne :

$$\bar{n}_e \equiv N/V$$

On peut alors définir des fluctuations ou des variations macroscopiques de la densité

$$\Delta n_e(\vec{r},t) = < n_e(\vec{r},t)> - \bar{n}_e$$

et des fluctuations microscopiques :

$$\delta n_e(\vec{r},t) = n_e(\vec{r},t) - < n_e(\vec{r},t)>$$

Les fluctuations microscopiques comme nous l'avons dit précédemment peuvent se décomposer en un bruit thermique aléatoire auquel se superposent des ondes électroniques ou ioniques et des fluctuations suprathermiques dues à des ondes instables.

La lumière diffusée par un plasma va donc dépendre de ces différents aspects des fluctuations de densité électronique et suivant les conditions expérimentales, l'une des composantes pourra être prépondérante.

III.2 - Cohérence de la lumière diffusée et corrélations

Une expérience de diffusion est réalisée avec une source de lumière monochromatique, en général de polarisation rectiligne et de fréquence telle que le milieu étudié puisse être considéré comme transparent. Dans le cas d'un plasma on choisit l'onde incidente telle que :

$$\omega_0 >> \omega_{pe}$$

où ω_{pe} est la fréquence (ou pulsation) plasma électronique. On s'assure également que le champ électrique de l'onde incidente est suffisamment faible pour que le plasma ne soit pas perturbé et que la diffusion puisse être considérée comme une réponse linéaire.

Lorsque l'angle φ d'observation de la diffusion est faible $< 10°$ on parle de diffusion vers l'avant (figure III.2). L'intersection du faisceau incident et du faisceau diffusé observé par le détecteur détermine le volume de diffusion V. Le vecteur de diffusion $\vec{k}$ est déterminé par l'angle φ et la longueur d'onde λ_0 de la lumière incidente.

Les électrons du plasma excités par le champ électrique de l'onde incidente oscillent en phase avec elle, mais nous avons vu que la distribution aléatoire et le mouvement des électrons détruisent partiellement la cohérence de la lumière diffusée. Une diffusion avec changement de

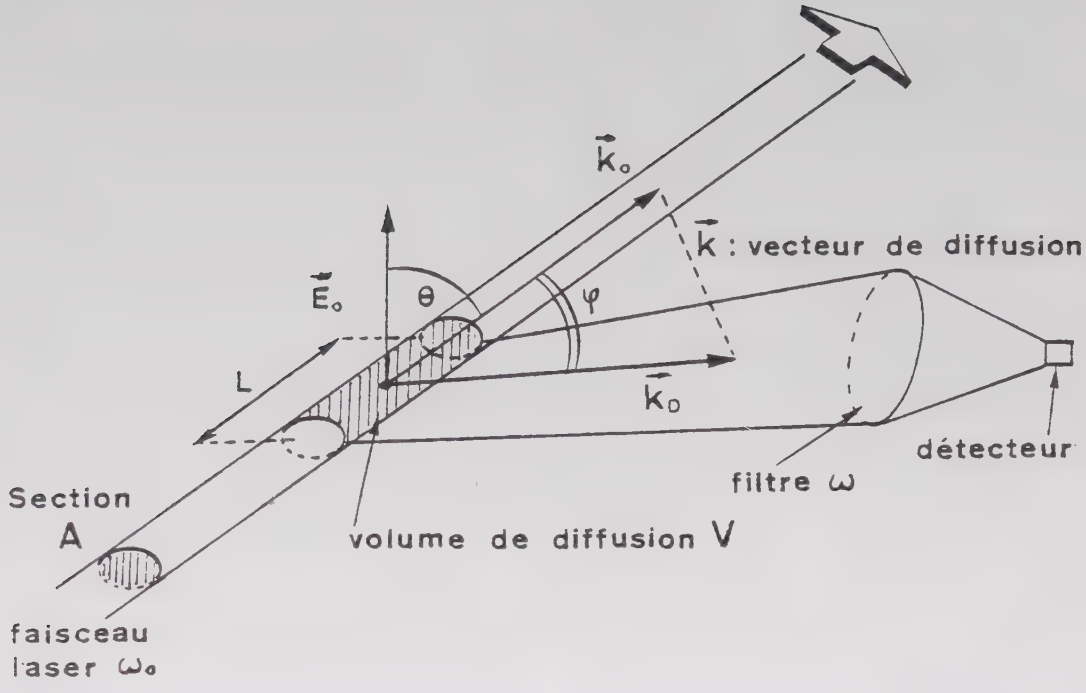


Fig.III.2. Géométrie de l'expérience de diffusion

fréquence présentant un spectre diffusé étendu est dite incohérente /III.17/ contrairement à la diffusion cohérente qui a lieu sans changement de fréquence.

Nous verrons ci-après qu'une onde de plasma monochromatique donne lieu à une diffusion cohérente avec un décalage en fréquence bien défini.

La diffusion incohérente d'un système comprenant N électrons est proportionnelle à N c'est-à-dire que chaque électron diffuse avec une phase aléatoire, alors que la diffusion cohérente est proportionnelle à N^2 /III.17/.

Dans un plasma, à cause des corrélations électron-électron et électron-ion, la distribution des électrons n'est jamais parfaitement aléatoire.

Pour apprécier l'importance des corrélations sur la lumière diffusée, E. Salpeter a introduit le paramètre α: /III.1/

$$\alpha = (k\lambda_D)^{-1}$$

où λ_D est la longueur de Debye du plasma et k le module du vecteur de diffusion.

Si $\alpha \ll 1$ la diffusion est incohérente et est due à la composante parfaitement aléatoire des fluctuations de densité.

Si $\alpha \gtrsim 1$ la diffusion est collective et est due à ce que les positions des électrons sont en fait corrélées. L'onde incidente entre en interaction avec les charges entourées de leur nuage de Debye et par conséquent la diffusion dépend du comportement collectif de ces quasi-particules. En se référant à Landau et Lifchitz /III.17/ cette diffusion est également incohérente ; cependant de nombreux auteurs l'appellent cohérente par opposition au cas $\alpha \ll 1$ où la diffusion est parfaitement incohérente.

III.3 - Expression générale de la puissance diffusée : densité spectrale des fluctuations.

La puissance diffusée dans un angle solide $d\Omega$ et par intervalle de fréquence $d\omega$ pour une onde incidente polarisée rectilignement est

donnée par :

$$P_D(\vec{k}_D,\omega_D)\ d\Omega\ d\omega = P_o(\vec{k}_o,\omega_o)\ \frac{r_o^2}{A}\ \sin^2\theta\ N\ S(\vec{k},\omega\ )\ d\omega d\Omega$$

où P_o est la puissance incidente et A est la section orthogonale à $\vec{k}_o$ du volume de diffusion, θ est l'angle du champ électrique $\vec{E}_o$ et de $\vec{k}_D$, et $r_o^2 = \frac{1}{4\pi\varepsilon_o}\ \frac{e^2}{m_e\ c^2}$ est le rayon classique de l'électron.

($\sigma_0 = r_o^2\ \sin^2\theta$ est la section efficace de diffusion Thomson)

$S(\vec{k},\omega)$ est la foncion de densité spectrale des fluctuations appelée également facteur de forme dynamique. On démontre que $S(\vec{k},\omega)$ est la transformée de Fourier spatiale et temporelle de la fonction d'autocorrélation de la densité électronique.

$$S\ (\vec{k},\omega) = \frac{1}{NT}\ \int_{-T/2}^{+T/2} dt \int_{-T/2}^{+T/2} dt' \int_V \underline{dr}\ \int_V \underline{dr'}\ \exp\ [-i\vec{k}(\vec{r}'-\vec{r}) - i\omega\ (t'-t)]\ \ C(n)$$

où $\quad C(n) \equiv\ <\ n(\vec{r},t)\ n\ (\vec{r}',t')>$

Les crochets indiquent une moyenne d'ensemble et T est le temps pendant lequel la mesure est effectuée ; ce temps doit être supérieur au temps de corrélation du système pour que la mesure soit indépendante de T.

Si la lumière diffusée est analysée sans résolution en fréquence la puissance reçue est proportionnelle à

$$S\ (\vec{k}) = \frac{1}{2\pi}\ \int_{-\infty}^{+\infty} S\ (\vec{k},\omega)\ d\omega$$

III.4 - Plasmas stables et homogènes

a) cas $\alpha << 1$: diffusion incohérente

Dans la limite où $\alpha \to 0$, la densité spectrale $S\ (k,\omega)\ \to \frac{2\pi}{k}\ f_{eo}\ (\omega/k)$ quelle que soit la fonction de distribution des vitesses électroniques normalisée f_{eo}.

On peut donc de cette façon vérifier que la distribution est maxwellienne et par suite mesurer la température électronique du plasma. La fonction $S(\vec{k},\omega)$ est représentée schématiquement sur la figure /III.3/ lorsque les distributions sont maxwelliennes. La largeur à mi-hauteur du spectre diffusé est proportionnelle à la racine carrée de la température électronique. On démontre également que $S(k) = 1$; c'est-à-dire que le signal diffusé est proportionnel à N et permet donc de mesurer la densité électronique du plasma.

Pour l'expérience Focus il ne nous a pas été possible de nous mettre dans ce cas car compte tenu des caractéristiques du plasma et du laser à rubis utilisé (λ_o = 6943 Å), on se trouve dans le cas $\alpha \gtrsim 1$ et la composante électronique du spectre couvre alors une bande étendue de fréquence où la lumière émise par le plasma est plus importante que la diffusion /III.12/.

b) cas $\alpha \gtrsim 1$: diffusion collective - approximation de Salpeter /III.1/

Lorsque α devient grand devant 1, la situation est renversée et la diffusion est dominée par les corrélations à longue distance entre les électrons. Le spectre de la lumière diffusée présente une résonance bien définie à la fréquence ω_{pe} correspondant aux ondes de plasma électroniques ainsi qu'un spectre plutôt étalé au voisinage de la fréquence plasma ionique correspondant aux ondes acoustiques ioniques amorties par effet Landau. Lorsque $\alpha \simeq 1$ le spectre présente des traits des deux cas limites. Figure/III.3/.

Salpeter fut le premier à montrer que dans le cas de distributions maxwelliennes des vitesses électroniques et ioniques avec des températures pas trop différentes ($\frac{T_e}{T_i} < 3$), $S(k,\omega)$ prend une forme relativement simple et qu'en particulier il peut se mettre sous la forme d'une somme de deux composantes appelées respectivement électronique et ionique soit :

$$S(\vec{k},\omega) = S_e(\vec{k},\omega) + S_i(\vec{k},\omega)$$

Chacune de ces composantes s'exprime en fonction de α et T_e/T_i.

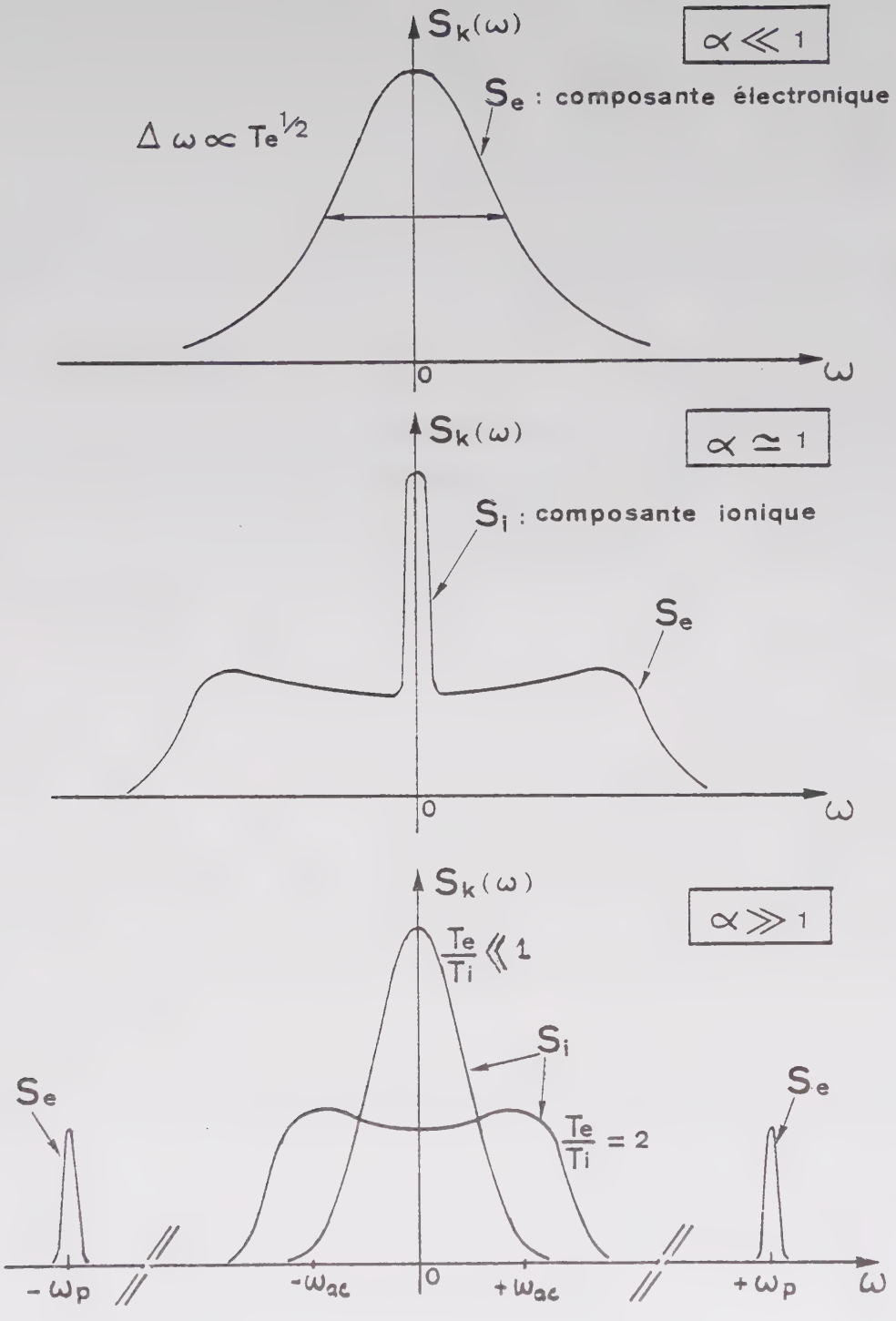


Fig.III.3. Spectre de la lumière diffusée

Nous avons pour un plasma d'hydrogène ou de deutérium ($Z = 1$) :

$$S_e(k,\omega) = \frac{1}{kv_{the}} \Gamma_\alpha \left(\frac{\omega}{kv_{the}}\right)$$

et,

$$S_i(k,\omega) = \frac{1}{kv_{thi}} \left(\frac{\alpha^2}{1+\alpha^2}\right)^2 \Gamma_\beta \left(\frac{\omega}{kv_{thi}}\right)$$

où v_{the} et v_{thi} sont les vitesses thermiques électronique et ionique

et $\beta^2 = \left(\frac{\alpha^2}{1+\alpha^2}\right) \frac{T_e}{T_i}$

L'établissement de ces formules ainsi que l'expression de la fonction Γ figurent dans les références /III.1,6,7/.

A partir de ces résultats nous pouvons calculer les fonctions spectrales intégrées en fréquence $S_e(\vec{k})$ et $S_i(\vec{k})$.

Nous obtenons :

$$S_e(k) = \frac{1}{1+\alpha^2}$$

$$S_i(k) = \frac{\alpha^4}{(1+\alpha^2)\ \{\ 1+\alpha^2(1+T_e/T_i)\}}$$

Les courbes représentatives de ces fonctions sont tracées sur la figure /III.4/ . On voit en particulier que pour un plasma thermalisé, $S(k)$ reste dans tous les cas inférieur ou égal à 1.

c) Cas particuliers

Un certain nombre de cas particuliers susceptibles d'intervenir dans l'expérience Focus ont une conséquence sur le spectre de la lumière diffusée. Nous pouvons les considérer dans ce paragraphe dans la mesure où ils laissent le plasma près de l'équilibre.

1 - Si le plasma est animé d'un mouvement d'ensemble par rapport au système du laboratoire où est effectuée l'expérience de diffusion, le spectre en fréquence de la lumière diffusée subit un glissement Doppler. Le spectre n'est plus centré sur ω_0 mais sur une fréquence

$$\omega = \omega_0 - \vec{k} \cdot \vec{U}$$

où $\vec{k}$ est le vecteur de diffusion et $\vec{U}$ la vitesse d'ensemble du plasma.

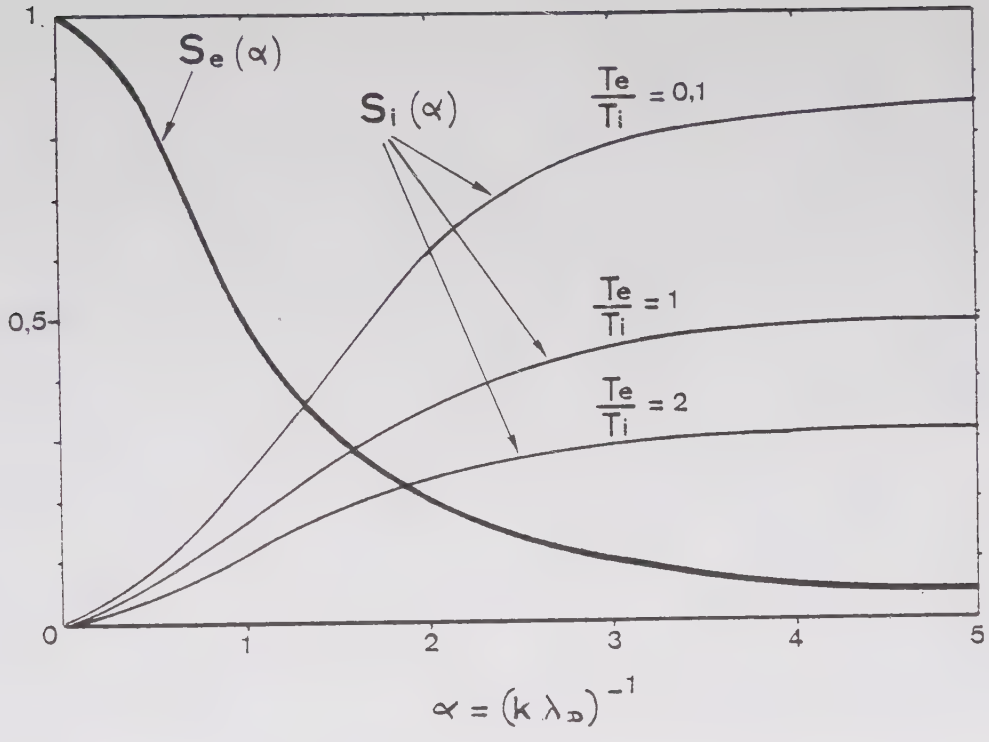


Fig.III.4. Théorie de Salpeter. Intensité diffusée
S_e composante électronique
S_i composante ionique pour
différentes valeurs de $\frac{Te}{Ti}$

2 - $T_e >> T_i$. On sait que lorsque la température électronique T_e est très supérieure à la température ionique T_i, les ondes acoustiques ioniques de vitesse de phase $v_{ac} \simeq (\frac{\kappa T_e}{m_i})^{1/2}$ (κ : constante de Boltzmann) correspondent à un mode propre de l'équation de dispersion qui n'est que faiblement amorti. Ces ondes influencent considérablement le spectre diffusé. Les résultats des calculs présentés ci-dessus ne sont plus valables. On démontre /III.6.18/ que dans ce cas, quel que soit α la composante électronique prédomine et est constituée de deux résonances à $\omega = \pm \omega_{ac}$ avec $\omega_{ac} = |\vec{k}| \ (\frac{\kappa T_e}{m_i})^{1/2}$. On a alors $S(k) = 0{,}5$ pour chaque résonance.

3 - En présence d'un champ magnétique les spectres en fréquence des composantes électronique et ionique présentent une modulation aux harmoniques de la fréquence cyclotronique électronique et ionique respectivement tout en conservant comme enveloppe la forme qu'ils ont en l'absence de champ magnétique. Cet effet est visible essentiellement lorsque $\vec{k}$ est perpendiculaire au champ magnétique /III.7/.

4 - Les collisions coulombiennes qui sont en général négligées pour calculer les fluctuations interviennent lorsque la fréquence de collision est comparable à la fréquence Doppler des particules $\omega_{e,i} = k\, v_{the,i}$ et donc pour les grandes valeurs de α. Elles entraînent un élargissement de la composante électronique au voisinage de ω_{pe} et un rétrécissement de la composante ionique /III.7/.

5 - Les impuretés de Z élevé influencent également le spectre en fréquence de la lumière diffusée /III.6/.

6 - Une vitesse de dérive v_D des électrons par rapport aux ions conduit à un spectre ionique asymétrique. /III.2/Nous avons vu en effet que le spectre ionique présente deux maximums au voisinage de ω_{ac} lorsque $T_e > T_i$ (figure III.3). Ces maximums correspondent aux ondes ioniques très fortement amorties par effet Landau. Une vitesse de dérive des électrons par rapport aux ions contribue à un amortissement négatif de l'onde acoustique ionique dont la vitesse de phase est dans le sens de v_D et un amortissement positif supérieur de l'onde acoustique ionique dont la vitesse de phase est opposée à v_D. Dans le cas $T_e >> T_i$

une vitesse de dérive $v_D \geq v_{ac}$ rend le plasma instable. /III.18/.

D'une façon générale l'expérimentateur remarque que ces effets (1 à 6) se caractérisent par une déformation du spectre en fréquence de la lumière diffusée, mais qu'ils ne modifient pas sensiblement la valeur de $S(k)$ qui reste dans tous les cas $\lesssim 1$ à moins que des ondes ne deviennent instables.

III.5 - Plasmas non homogènes et non stationnaires

Les résultats présentés ci-dessus sont relatifs à des plasmas pour lesquels la densité macroscopique $< n_e(\vec{r},t)>$ peut être considérée comme constante et uniforme dans le volume de diffusion. J. Weinstock a considéré le cas général d'un plasma non homogène et non stationnaire. Il montre que la fonction de corrélation et la diffusion se décomposent en une somme de deux termes relatifs à une partie cohérente et à une partie incohérente.

La fonction de corrélation $C(n)$:

$$C(n) \equiv < n(\vec{r},t)\ n(\vec{r}',t')>$$

peut s'écrire :

$$C(n) \equiv < n(\vec{r},t)> <n(\vec{r}',t)> + <\{n(\vec{r},t) - < n(\vec{r},t)>\}\{n(\vec{r}',t') - < n(\vec{r}',t')>\}>$$

où le premier terme correspond à la contribution des variations macroscopiques et donne une diffusion cohérente, tandis que le deuxième terme est la contribution des fluctuations microscopiques. Si la variation macroscopique est connue le premier terme est facile à calculer.

La densité spectrale des fluctuations :

$$S(\vec{k},\omega) = (NT)^{-1} \int_{-T/2}^{+T/2} dt \int_{-T/2}^{+T/2} dt' \int_V \underline{dr} \int_{V'} \underline{dr'}\ \exp\left[-i\vec{k}\ (\vec{r}'-\vec{r}) - i\omega\,(t'-t)\right]\ C(n)$$

peut s'écrire sous la forme

$$S(\vec{k},\omega) = S_{coh}(\vec{k},\omega) + S_{inc}(\vec{k},\omega)$$

Le terme dû à la diffusion cohérente prend la forme simple :

$$S_{coh}(\vec{k},\omega) = (NT)^{-1} \; | < n(\vec{k},\omega) >_{V,T} |^2$$

Ce qui permet de le calculer lorsque la variation macroscopique de la densité est connue.

L'expérimentateur devra être à même d'identifier si une composante cohérente influence les signaux diffusés observés. Weinstock /III.4/ donne un certain nombre de critères qui permettent de distinguer une composante cohérente par rapport aux composantes incohérentes dont nous avons parlé précédemment.

a) S_{coh} n'est différente de zéro que pour des régions du spectre $(\vec{k},\omega)$ qui correspondent aux échelles de longueur et de temps caractéristiques de $< n_e (\vec{r},t) >$, contrairement à S_{inc} qui, sans être uniforme, présente un étalement important en $\vec{k}$ et ω.

b) Lorsque la contribution de S_{coh} intervient elle est très importante puisque les variations macroscopiques sont en général supérieures aux fluctuations microscopiques.

c) C'est un effet non linéaire.

La composante incohérente peut également être modifiée par rapport au cas du plasma homogène. En effet comme S_{inc} est proportionnel à $\frac{1}{| \varepsilon(k,\omega) |^2}$, ε étant la constante diélectrique du milieu, tous les modes instables de plasma qui apparaissent en milieu non homogène donneront un maximum de $S_{inc}(k,\omega)$.

Weinstock montre un exemple de diffusion cohérente par les variations macroscopiques de densité en considérant la diffusion d'une onde électromagnétique par un cylindre de plasma /III.4/. Il suppose que la densité macroscopique a un profil gaussien donné par :

$$< n(\vec{r},t) > = n^* \exp \left[-a^2 \, (r_x^2 + r_y^2) \right]$$

où n^* est la valeur maximum de la densité sur l'axe z du cylindre, et les indices x, y, z indiquent les composantes des vecteurs suivant un repère cartésien $\vec{x}$, $\vec{y}$, $\vec{z}$. 1/a est le diamètre du cylindre à n^*/e.

Nous pouvons calculer $< n(\vec{k},\omega)>$:

$$< n(\vec{k},\omega) > = \int_{-T/2}^{+T/2} dt \int_V \frac{dr}{V} \exp\left[- i(\omega t + \vec{k}.\vec{r})\right] < n(\vec{r},t)>$$

on obtient :

$$< n(\vec{k},\omega) > = \frac{4\pi^3 n^*}{a^2} \delta(\omega)\, \delta(k_z)\, e^{\left[-(k_x^2+k_y^2)/4a^2\right]}$$

où nous utilisons la définition de la fonction δ

$$\delta(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int e^{-i\omega t} dt \quad \text{et} \quad \delta(k_z) = \frac{1}{2\pi} \int e^{-ik_z r_z} dr_z$$

Remarquons que le nombre total de particules vaut :

$$N = \int_V \frac{dr}{V} < n(\vec{r},t)> = \frac{\pi n^* L_z}{a^2}$$

où L_z est la longueur du volume de diffusion suivant z.

Par suite nous pouvons calculer $S_{coh}(\vec{k},\omega)$ par la formule :

$$S_{coh}(\vec{k},\omega) = \frac{1}{NT} \left| < n(\vec{k},\omega) >_{V,T} \right|^2$$

ce qui nous donne :

$$S_{coh} = \frac{4\pi^3 n^*}{a^2} \delta(\omega)\ \delta(k_z)\ e^{\left[-(k_x^2+k_y^2)/2a^2\right]}$$

Sous cette forme nous voyons que la condition pour que S_{coh} ne soit pas nul est :

$$\omega = k_z = 0$$

C'est-à-dire que cette diffusion cohérente a lieu à la même fréquence que l'onde incidente et pour un vecteur de diffusion orthogonal à l'axe du cylindre de plasma.

Lorsque les conditions de diffusion cohérente sont réunies $\omega = k_z = 0$ nous pouvons utiliser les équivalences suivantes :

$$\int_{-L_z/2}^{L_z/2} dr_z \; e^{-ik_z r_z} \approx L_z$$

et

$$\int_{-T/2}^{+T/2} dt \; e^{i\omega t} \approx T$$

d'où :

$$S_{coh} \approx N \, e^{-(k_x+k_y)/2a^2}$$

Donc si nous reconnaissons qu'en pratique $S_{inc.} \approx 1$ pour un plasma en équilibre, nous voyons que S_{coh}/S_{inc} est de l'ordre de grandeur de N, le nombre total d'électrons dans le volume de diffusion. La puissance diffusée par diffusion cohérente est proportionnelle à $N S_{coh} \propto N^2$

Lorsque des signaux diffusés par un plasma non homogène sont plus importants que prévus, l'expérimentateur devra donc examiner si un phénomène de diffusion cohérente peut avoir lieu.

Pour un plasma stationnaire nous venons de voir que la diffusion cohérente existe exclusivement à $\omega = 0$ soit pour $\omega_D = \omega_0$. Si la variation macroscopique de la densité est non stationnaire, la lumière diffusée présente un spectre en fréquence autour de $\omega = 0$ caractéristique de l'évolution temporelle du profil de densité /III.4/.

III.6 - Plasmas instables

Jusqu'ici nous avons considéré des plasmas à l'équilibre ou présentant des écarts relativement faibles par rapport à l'équilibre, tels que par exemple des températures électronique et ionique différentes ou une vitesse d'ensemble des électrons par rapport aux ions, faible . Mais dans certaines expériences le plasma est très éloigné des conditions

d'équilibre, par exemple s'il est traversé par un courant électrique intense. L'énergie libre est grande et le système recouvre l'équilibre par des instabilités.

Nous nous intéressons ici aux instabilités microscopiques et particulièrement aux modes électrostatiques car la diffusion par les fluctuations de densité électroniques est due essentiellement à ces modes /Réf. III.7, chapitre 8.5/. Les modes électrostatiques longitudinaux sont déterminés par les zéros de la constante diélectrique longitudinale $\varepsilon_L(\vec{k},\omega) = 0$

Lorsque des modes sont instables, c'est-à-dire lorsque l'équation de dispersion admet des solutions de la forme : $e^{i(\omega t - \vec{k}.\vec{r})}$ où k est réel et ω complexe avec une partie imaginaire négative, ils prennent très rapidement des amplitudes importantes et ne peuvent être traités dans une description linéaire. Il s'en suit que $S(k,\omega)$ prend des valeurs très supérieures aux valeurs thermiques. La puissance diffusée qui est proportionnelle à $n_e\ S(\vec{k},\omega)$ devient très importante si la composante spectrale observée $(\vec{k},\omega)$ correspond à un mode instable.

Dans plusieurs expériences de diffusion de la lumière par un plasma on a effectivement mesuré des valeurs de $S(\vec{k},\omega)$ supérieures de plusieurs ordres de grandeur (3 à 4) au niveau thermique /III.19 - 23/. Dans ces expériences les instabilités sont excitées naturellement comme dans le cas des strictions azimutales (theta-pinches) /III,19/ ou délibérément comme dans le cas des ondes de choc sans collisions / III,20/ ou encore volontairement pour étudier un type particulier d'instabilité /III.22,23/.

Dans ce dernier cas l'expérimentateur conçoit l'expérience de diffusion pour sélectionner un vecteur d'onde prévu par la théorie et peut confronter les résultats obtenus avec la théorie.

Par exemple s'il se propage dans le milieu une onde monochromatique de la forme :

$$n(\vec{r},t) = \tilde{n}_1 \exp\left[i(\vec{k}_1.\vec{x} - \omega_1 t)\right]$$

où $\tilde{n}_1$ k_1, ω_1, représentent l'amplitude le vecteur d'onde et la fréquence

de l'onde de plasma, on observe la diffusion par cette onde exclusivement pour

$$\vec{k}_D = \vec{k}_0 \pm \vec{k}_1 \quad \text{et} \quad \omega_D = \omega_0 \pm \omega_1$$

On a alors une diffusion cohérente analogue à la diffusion de Bragg. La puissance diffusée a pour expression : /III.16,23/

$$P_D(k_D, \omega_D)\, d\Omega = P_o(k_0, \omega_0) r_o^2\, \tilde{n}_1^2\, \ell^2\, \lambda_0^2$$

où P_o est la puissance incidente, λ_0 la longueur d'onde de l'onde incidente, r_o le rayon classique de l'électron et ℓ la longueur du volume de diffusion suivant la direction de l'onde incidente. On note que la puissance diffusée est alors proportionnelle au carré du nombre de centres diffusants puisqu'il s'agit d'une diffusion cohérente. En fait ce cas idéal d'un mode unique n'est pas réalisé en pratique. Les expériences réelles montrent un spectre en fréquence et un spectre en nombre d'onde qu'il faut mesurer avec précision pour les comparer aux calculs théoriques.

Lorsque des instabilités sont excitées naturellement, l'expérimentateur peut observer des signaux de diffusion importants inattendus. Ce peut être le cas dans une expérience où l'on se propose de mesurer un spectre de fluctuations thermiques afin de déterminer la température d'un plasma. Il faut alors s'assurer qu'il s'agit bien de signaux de diffusion dus à des fluctuations suprathermiques. Ensuite dans la limite des possibilités du dispositif expérimental (longueur d'onde de la source - accessibilité ...) il faut caractériser le spectre des ondes instables ; mesurer $S(k)$ pour différents nombres d'ondes ; déterminer la direction de propagation des ondes ...

A partir de ces premiers renseignements on doit essayer d'identifier la ou les instabilités envisageables.

C'est dans cette situation que nous nous sommes trouvés pour l'expérience Focus.

CHAPITRE IV

ETUDE EXPERIMENTALE DES FLUCTUATIONS DE DENSITE ELECTRONIQUE

IV - ETUDE EXPERIMENTALE DES FLUCTUATIONS DE DENSITE ELECTRONIQUE

Dans ce chapitre, nous présentons d'abord l'ensemble du dispositif expérimental utilisé, puis les mesures et les résultats en suivant l'ordre chronologique de notre étude.

IV.1 - Expérience de diffusion

Le dispositif expérimental est représenté sur les figures (IV-1,2) dans la dernière version utilisée. Il a été amélioré au fur et à mesure de l'étude et présente de grands avantages par rapport à la première version décrite dans la référence /IV,1/. En particulier un système mécanique permet de déplacer les électrodes du canon coaxial par rapport à la chambre avec grande précision (0,1 mm) et sans casser le vide. Par conséquent le faisceau laser et le volume de diffusion restant inchangés, il est possible d'étudier différentes régions spatio-temporelles du plasma avec les mêmes alignements et les mêmes étalonnages.

Nous utilisons un laser à rubis Korad K 1500 composé : d'un oscillateur avec sélection de mode longitudinal, déclenché par cellule de Pockels, et d'un étage amplificateur. Les caractéristiques du faisceau laser utilisé pour effectuer l'étude sont les suivantes :

Longueur d'onde : $\lambda_0 = 6943$ Å

Largeur de raie : 0,05 Å

Polarisation : rectiligne, horizontale

Durée à mi-hauteur de l'impulsion : 15-30 ns

Energie : 5 J

Puissance moyenne : $0{,}3.10^9$ W

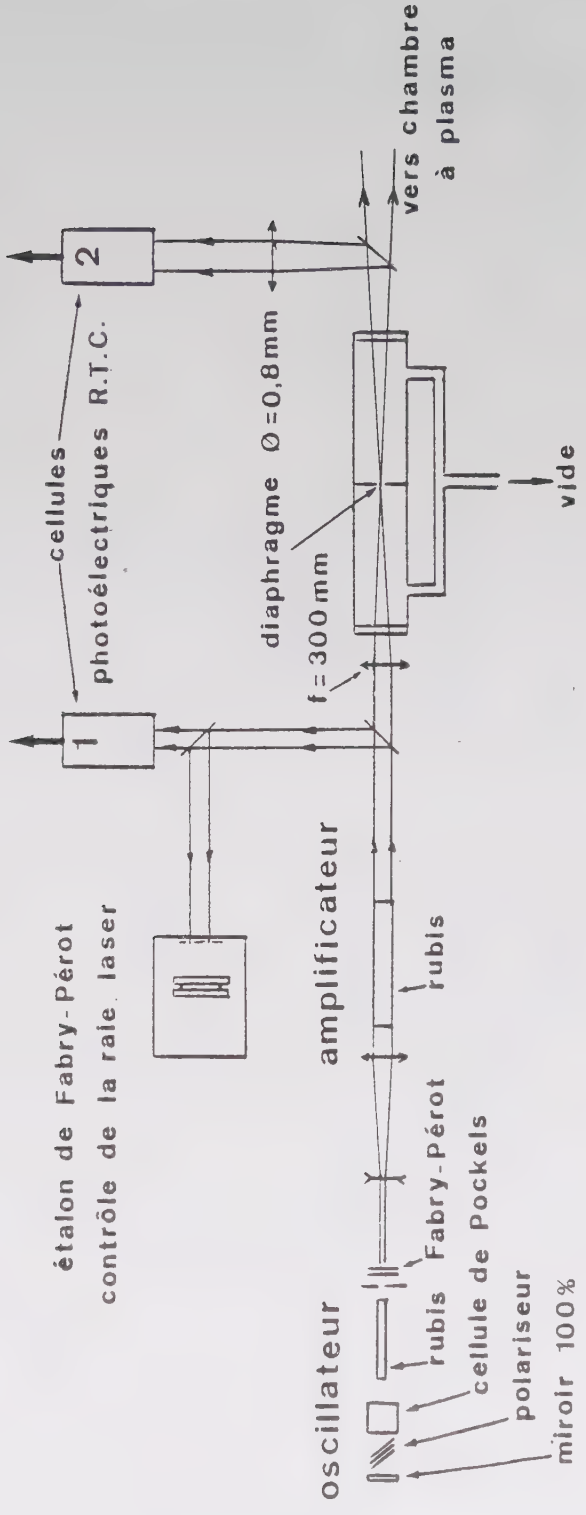


Fig.IV.1. Laser – filtre spatial

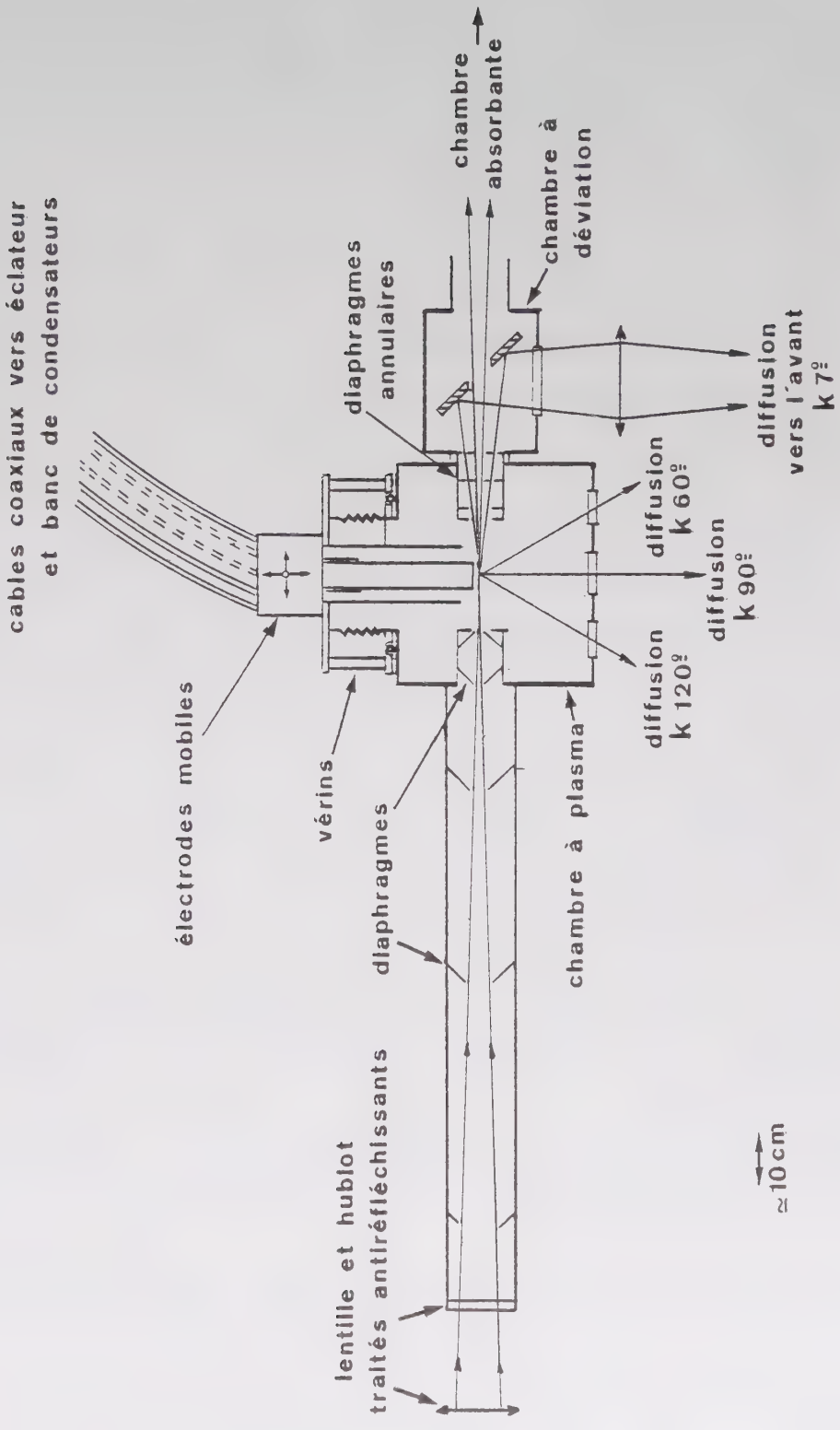


Fig.IV.2. Expérience de diffusion

Avant de traverser la chambre à plasma, le faisceau laser est d'abord focalisé sur un diaphragme sous vide afin d'améliorer sa divergence (Fig. IV-1). Le diaphragme mesure 0,8 mm de diamètre et se trouve au foyer d'une lentille de 300 mm de distance focale, ce qui limite la divergence à $1{,}3.10^{-3}$ rd. L'ensemble du diaphragme et de son support est réglable finement dans trois directions orthogonales. La position optimale est déterminée qualitativement en faisant des impacts sur du papier photographique placé après le trou sous vide et en recherchant une tache brûlée uniforme. Quantitativement deux cellules RTC comparent l'intensité lumineuse avant et après le trou sous vide. Pour un bon réglage 65 % de l'énergie est transmise. Ce filtre spatial s'avère important pour minimiser la lumière parasite laser, et constitue un point source bien défini dont l'image est formée au niveau du volume de diffusion. L'intensité moyenne est de 2.10^{10} W/cm^2 au niveau du plasma. Le long de son parcours dans la chambre, le faisceau laser est collimaté par des diaphragmes, puis il est piégé par des verres absorbants placés sous incidence brewsterienne pour minimiser les réflexions.

Pour les résultats présentés ci-après le vecteur d'onde $\vec{k}_0$ et le champ électrique $\vec{E}_0$ sont dans tous les cas orthogonaux à l'axe $\vec{z}$ des électrodes.

Le dispositif est conçu pour observer la lumière diffusée à plusieurs angles de façon à définir différents vecteurs de diffusion :

$\vec{k} = \pm(\vec{k}_0 - \vec{k}_D)$ - voir paragraphe III.2 -

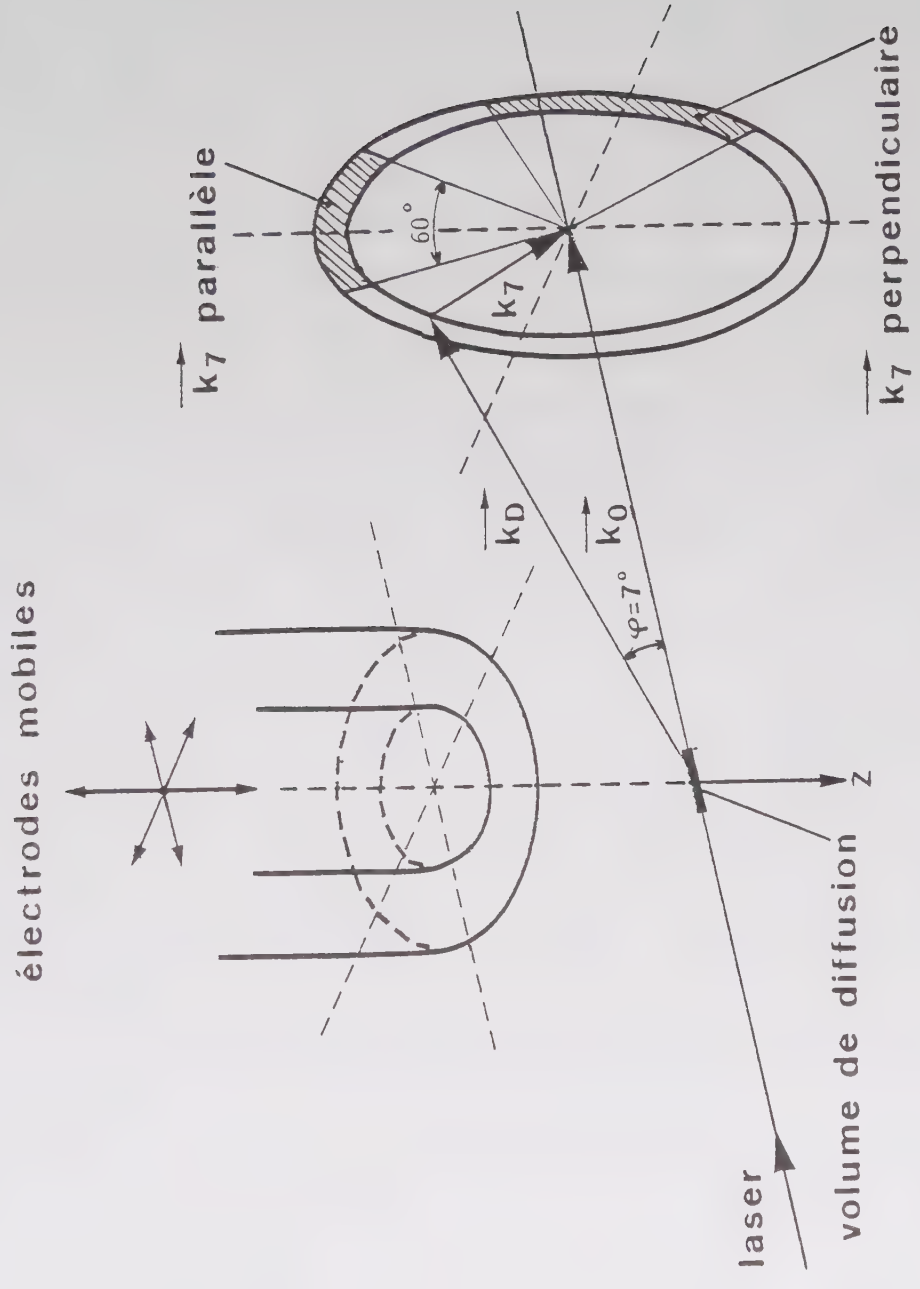


Fig.IV.3. Diffusion vers l'avant

L'observation à 120°, 90°, 60°, et vers l'avant à 7° correspond respectivement à :

$k_{120°} = 1{,}6.10^5$ cm^{-1} ; $k_{90°} = 1{,}3.10^5$ cm^{-1} ; $k_{60°} = 0{,}9.10^5$ cm^{-1} ; $k_{7°} = 1{,}1.10^4$ cm^{-1}.

Les vecteurs de diffusion $\vec{k}_{120}$, $\vec{k}_{90}$ et $\vec{k}_{60}$ ont une direction fixe et font avec l'axe $\vec{z}$ un angle θ de 60° ; 50°14 et 30° respectivement. On a : $\theta = \sin^{-1} \frac{\vec{k}.\vec{z}}{|\vec{k}|}$ où $\vec{z}$ est un vecteur unitaire suivant l'axe des électrodes. Pour la diffusion vers l'avant, au contraire, $k_{7°}$ a une direction variable : le dispositif permet en effet soit de sélectionner une direction particulière de $\vec{k}_7$, par exemple perpendiculaire ou parallèle à $\vec{z}$ (Fig. IV-3), soit de faire une étude de la distribution angulaire de la diffusion observant simultanément plusieurs directions (Fig. IV-4). En effet la décharge Focus étant peu reproductible nous avons conçu le dispositif pour obtenir le maximum de points de mesure au cours d'une seule décharge, qu'il s'agisse d'un spectre en fréquence $S_k(\omega)$, d'un spectre en nombre d'onde $S(k)$ ou d'une distribution angulaire $S_k(\theta)$.

Le volume de diffusion V est déterminé par le faisceau laser et les optiques de détection (voir paragraphe III.2). Au cours de notre étude nous avons amélioré sa définition afin d'augmenter la résolution spatiale du diagnostic. Dans le dernier montage utilisé le volume de diffusion a approximativement la forme d'un cylindre de 6 mm de long suivant le faisceau laser (axe y) et de 0,8 mm de diamètre. Un soin

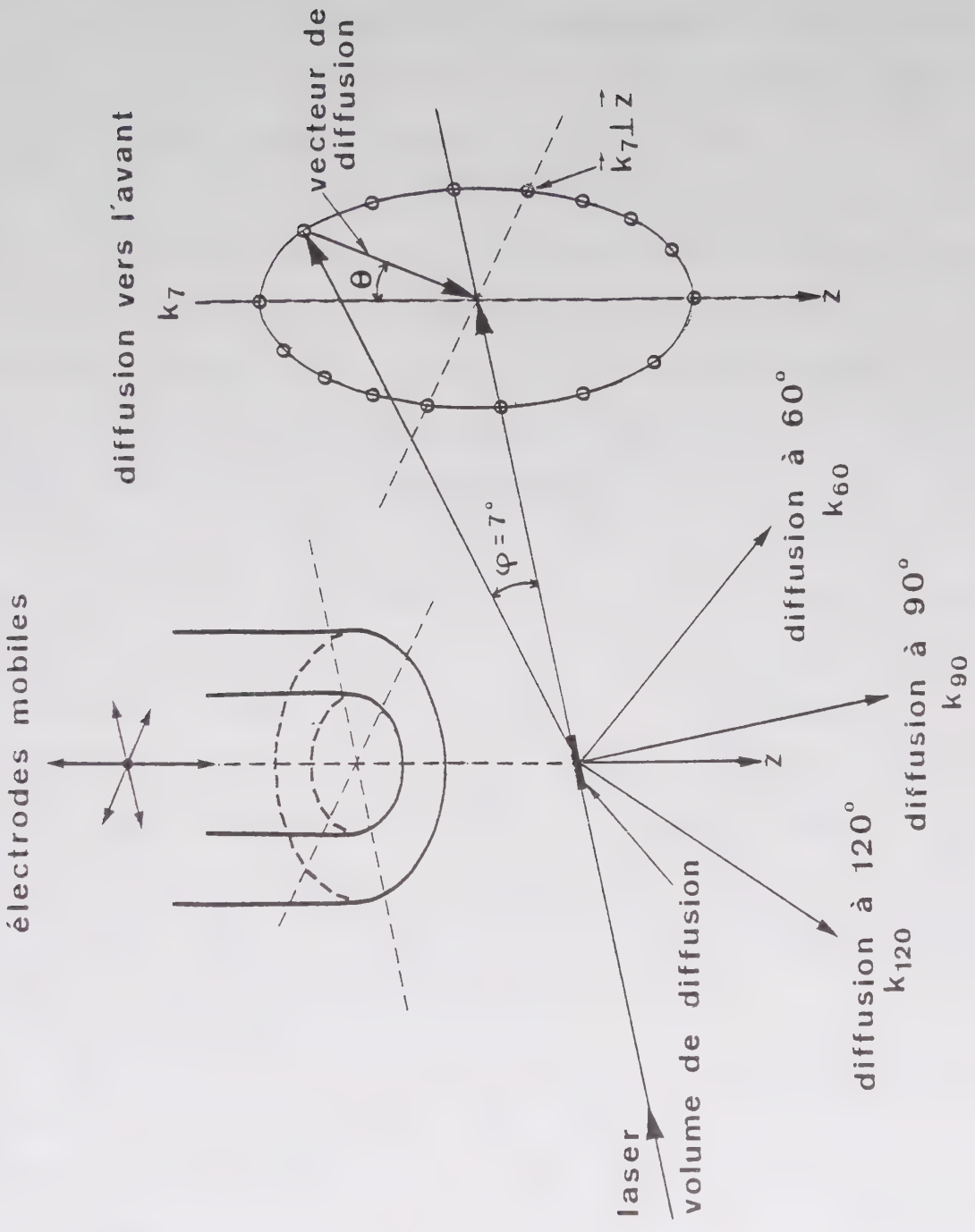


Fig.IV.4. Observation de la lumière diffusée suivant différents vecteurs d'ondes

particulier a été apporté pour que tous les détecteurs utilisés dans une même expérience interceptent le même volume de diffusion.

La figure (IV-5) représente le système optique destiné à observer la diffusion aux grands angles (120° ; 90° ; 60°) en minimisant la collection de lumière provenant du plasma et des électrodes.

La lumière diffusée est mesurée par des photomultiplicateurs dont le signal est enregistré sur un oscillographe en fonction du temps. Nous avons d'abord utilisé des photomultiplicateurs RTC-56 TVP avec des oscillographes Tektronix 556. Puis nous avons utilisé des photomultiplicateurs RCA-31024 A avec des oscillographes Tektronix 485 ce qui nous a permis d'atteindre une résolution temporelle < 2 ns.

La synchronisation de la lumière laser et du plasma dans le volume de diffusion est une opération malaisée à cause du manque de reproductibilité de la dynamique de la décharge : une variation de l'ordre de 100 ns subsiste dans le temps qui sépare le claquage initial de l'implosion pour des décharges effectuées dans des conditions identiques. Pour minimiser l'influence de ce "jitter" nous avons été amenés à utiliser un photomultiplicateur qui détecte la couche lumineuse lorsqu'elle parvient vers l'extrémité du canon et à déclencher la cellule de Pockels du laser à partir de cet événement.

Les signaux électriques de la décharge : $\frac{dI}{dt}$ et V, l'impulsion laser, et les signaux de diffusion sont enregistrés sur des oscillographes et sont chronométrés avec une précision de 2 ns. Une caméra à convertisseur d'image électronique (type LEP 1 ns) est synchronisée avec l'impulsion laser. Nous avons donc le moyen de déterminer a posteriori mais avec précision quelles sont la position et la forme de la

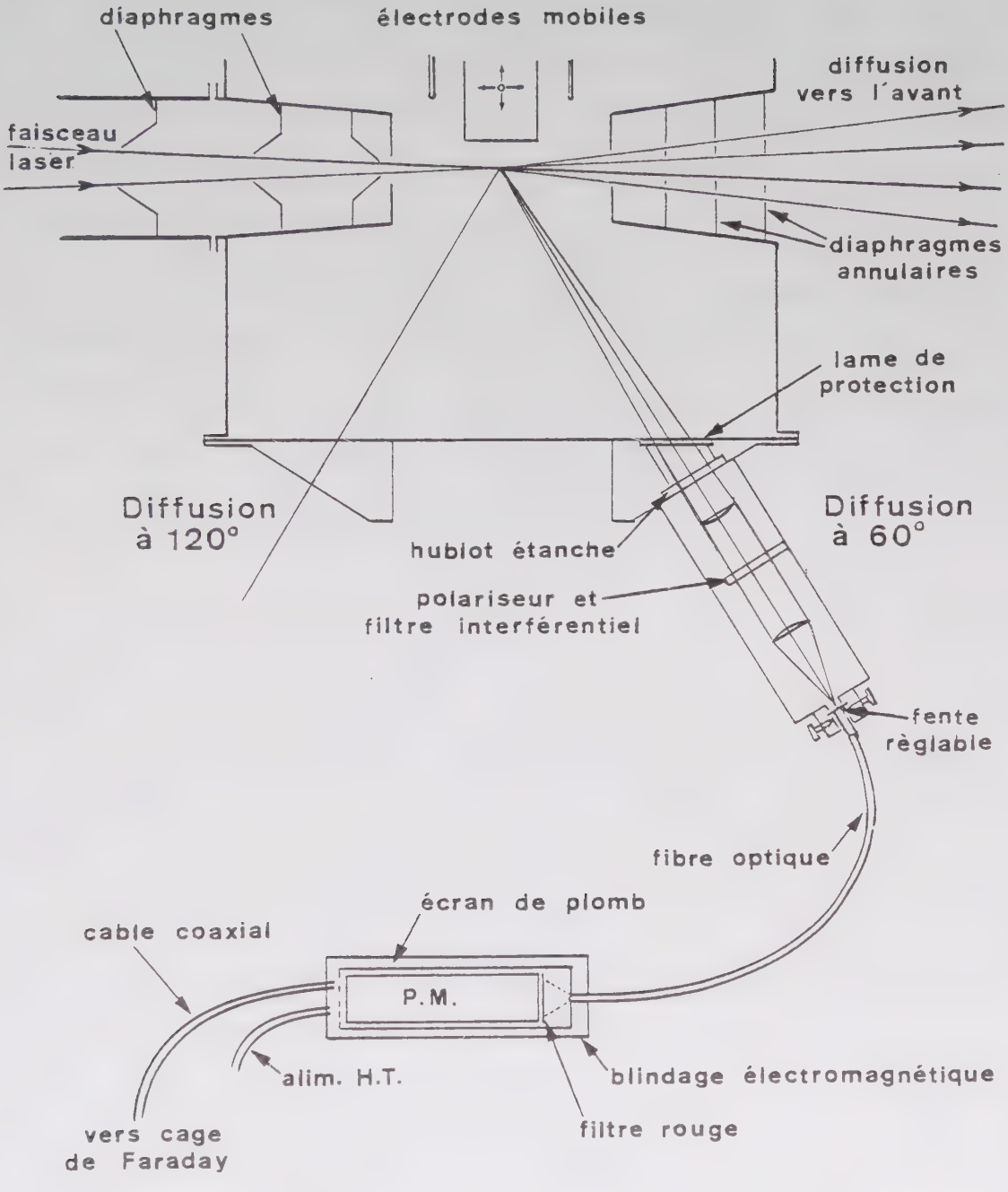


Fig.IV.5. Diffusion aux grands angles

couche de plasma dense et de quelle région émanent les signaux diffusés.

L'alignement est réalisé avec un laser à gaz. La vérification du bon réglage ainsi que l'étalonnage des voies de diffusion sont faits en effectuant des tirs laser lorsque la chambre est sous vide (10^{-2} Torr), ce qui permet de mesurer la lumière parasite laser, puis en mesurant la diffusion Rayleigh d'un gaz neutre.

La puissance diffusée par le volume V de gaz neutre de densité moléculaire μ est : $P_R d\Omega = \mu V I_0 \sigma_R d\Omega$ où σ_R est la section efficace de diffusion Rayleigh du gaz. Par suite, le rapport R d'un signal de diffusion Thomson dû au plasma, à celui donné par le gaz pour la même installation et le même réglage est :

$$R = \frac{N I_0 \sigma_0 S(k) d\Omega}{\mu V I_0 \sigma_R d\Omega}$$

Le signal de diffusion Thomson intégré en fréquence est donc proportionnel à $\frac{N}{V} S(k)$ soit à $n_e S(k)$ si le plasma est homogène dans le volume de diffusion.

Nos étalonnages sont réalisés avec de l'hexafluorure de soufre SF_6 sous une pression de 50 à 200 Torr. Le SF_6 a une grande section efficace de diffusion Rayleigh et une bonne rigidité diélectrique. Le gaz doit être parfaitement propre et bien stabilisé après le remplissage de la chambre pour éviter les claquages. La lumière parasite laser exprimée en densité de plasma équivalente est inférieure à : $n_e S(k) = 2.10^{16}$ cm^{-3} pour tous les réglages utilisés (Fig. IV-6).

ETALONNAGE

DIFFUSION RAYLEIGH

50 Torr SF_6

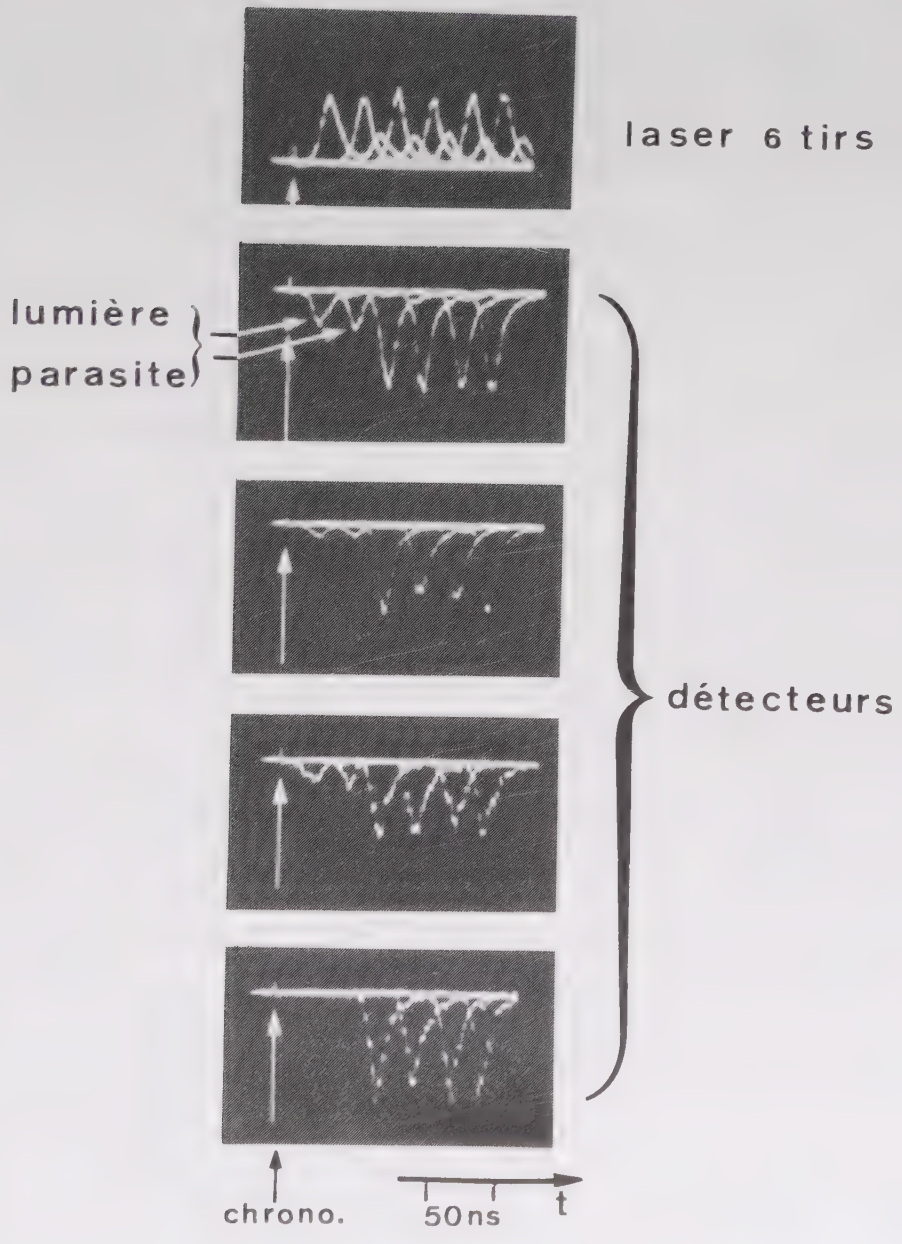


Fig.IV.6. Signaux délivrés par les détecteurs, 2 tirs laser lorsque la chambre est sous vide, 4 tirs laser lorsque la chambre est remplie de SF_6

Lorsque la lumière diffusée est analysée en fréquence nous utilisons un interféromètre de Fabry-Pérot couplé à un dispositif appelé Fafnir /IV,2/ qui permet d'obtenir simultanément 12 points de spectre avec une grande résolution (0,2 Å) (Fig. IV-7). Ce dispositif est décrit en détail dans la référence /IV,1/.

IV.2 - Incertitudes et aspect statistique des résultats

Nos expériences de diffusion laser sur la décharge Focus ont subi des interruptions pendant lesquelles l'installation a été utilisée pour effectuer d'autres mesures. Il apparaît donc particulièrement important de rechercher les causes d'erreurs et d'évaluer les incertitudes afin de pouvoir comparer les résultats obtenus à des périodes différentes.

Tout alignement optique est sujet à variations et déréglages. Le laser lui-même bien que stabilisé en température, présente de faibles variations de longueur d'onde et de forme d'impulsion dont nous avons tenu compte. D'autre part les photomultiplicateurs sont aussi sujets à des variations de gain et à un bruit de fond non négligeable lorsque les signaux sont faibles. Il s'en suit qu'une série de tirs de diffusion Rayleigh effectuée avec le même gaz donne des résultats reproductibles à 15 % près en moyenne avec des écarts qui atteignent exceptionnellement 40 %. Toutefois lorsque nous effectuons des étalonnages Rayleigh, les signaux délivrés par les détecteurs suivent bien la forme de l'impulsion laser restituée par la cellule photo-électrique (Fig. IV-8).

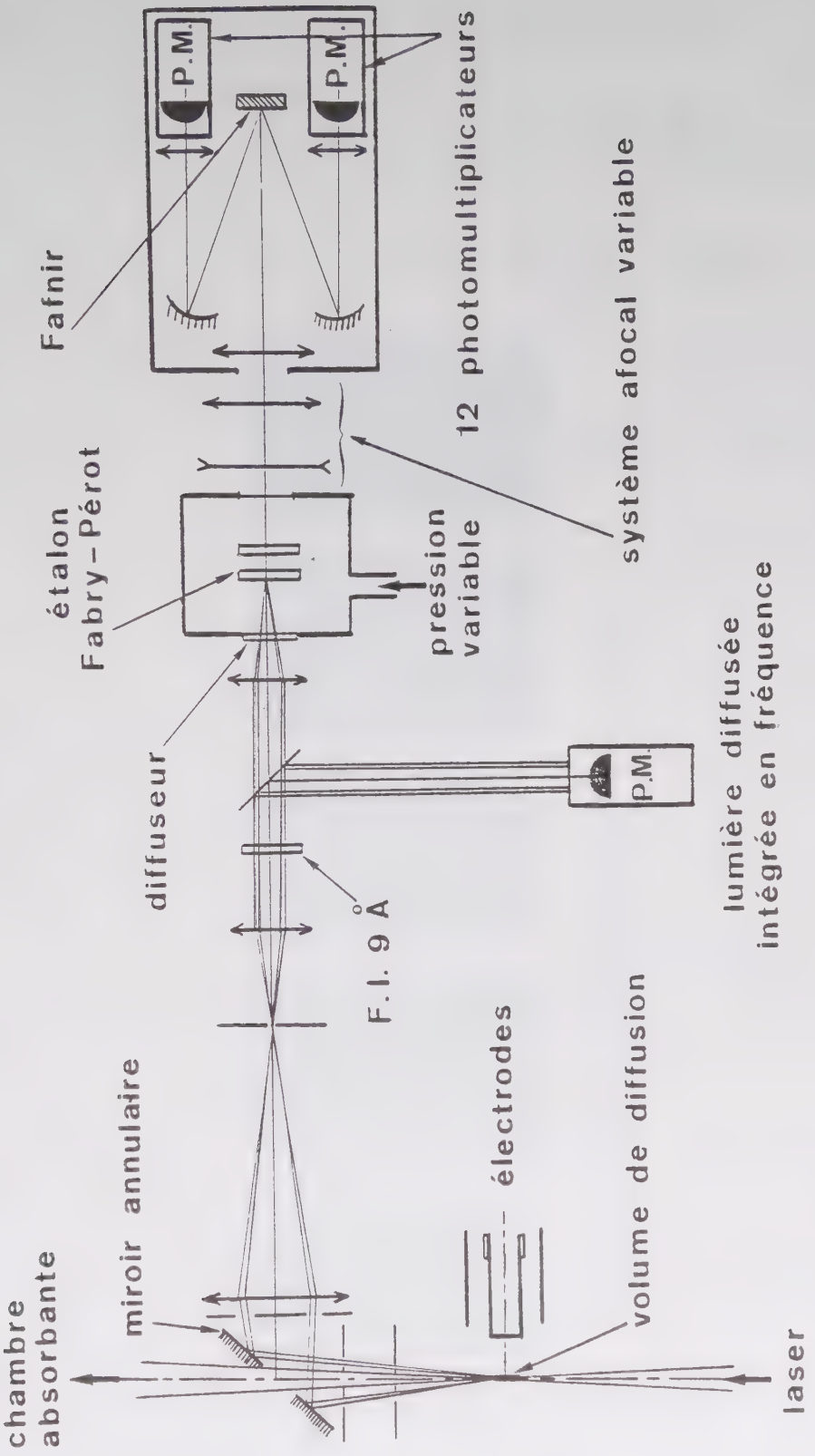


Fig.IV.7. Analyseur Fabry-Pérot multicanal.
Spectre en fréquence de la lumière diffusée

ETALONNAGE

DIFFUSION RAYLEIGH

50 Torr SF_6

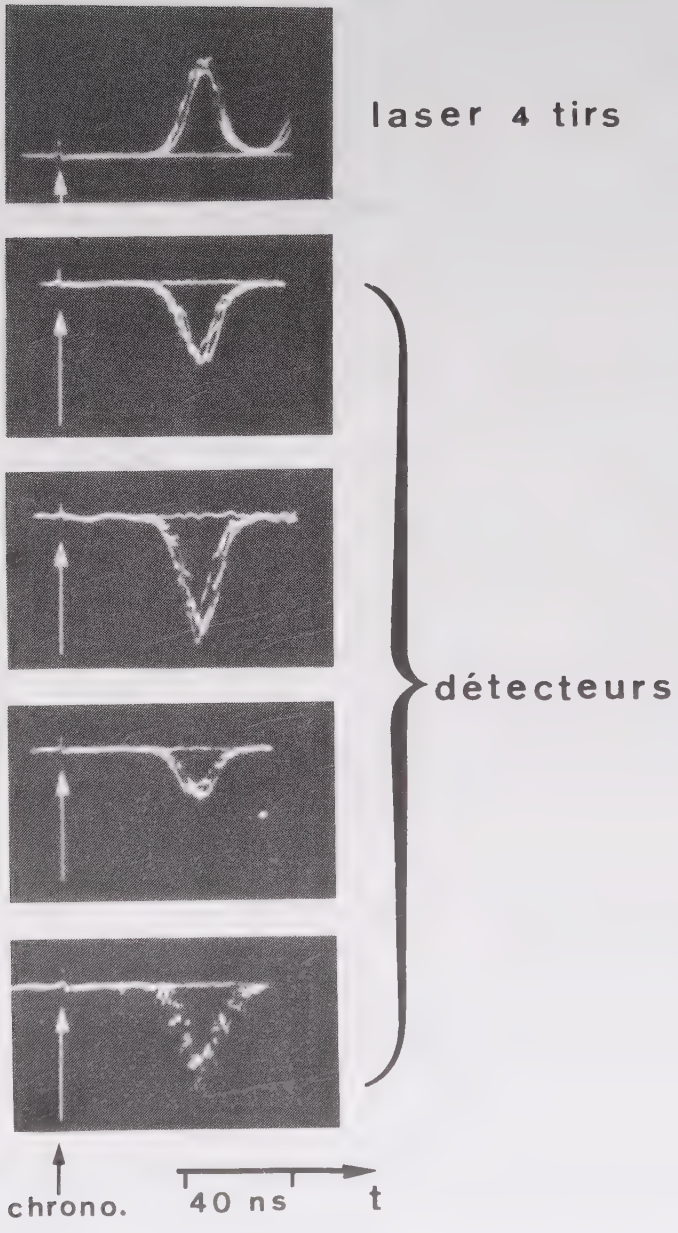


Fig.IV.8. Superposition des signaux de diffusion correspondant à 4 tirs laser

Comme nous l'avons signalé dans le paragraphe précédent la qualité d'un alignement est vérifiée par diffusion Rayleigh. De plus entre chaque série de tirs de diffusion Thomson nous effectuons des tirs de diffusion Rayleigh afin de détecter les déréglages éventuels et d'obtenir les nouveaux coefficients d'étalonnage. En effet étant donné que la décharge vaporise du métal arraché aux électrodes dans toute la chambre, les optiques s'obscurcissent et il y a lieu d'en tenir compte. Environ toutes les cinquante décharges un remplacement des lames de protection est nécessaire (Fig. IV-5).

Compte tenu de la géométrie du système, les vecteurs de diffusion $\vec{k} = \vec{k}_0 - \vec{k}_D$ correspondent à une certaine plage, car chaque observation est faite sous un angle solide fini et le faisceau laser présente également une ouverture. Pour l'observation vers l'avant, nous avons conservé au cours de l'étude $k_{7o} = 1{,}1.10^4 \pm 0{,}4.10^4$ cm^{-1}, mais pour sélectionner des directions de k_{7o} de plus en plus sévères, nous avons réduit l'angle solide d'observation de $d\Omega = 4.10^{-3}$ rd pour les montages où nous faisions une analyse en fréquence (Fig. IV-3), à $d\Omega = 3.10^{-4}$ rd pour étudier la distribution angulaire de la diffusion (Fig. IV-4).
Pour l'observation aux grands angles nous avons conservé :

à 60° : $k_{60o} = 9{,}05.10^4 \pm 0{,}5.10^4$ cm^{-1}, $d\Omega = 8{,}7.10^{-4}$ rd

à 90° : $k_{90o} = 1{,}28.10^5 \pm 0{,}05.10^5$ cm^{-1}, $d\Omega = 8{,}7.10^{-4}$ rd

à 120° : $k_{120o} = 1{,}57.10^5 \pm 0{,}03.10^5$ cm^{-1}, $d\Omega = 8{,}7.10^{-4}$ rd

Tous les résultats présentés dans ce qui suit prennent donc en compte

ces incertitudes. Cependant comme nous le verrons, les signaux diffusés provenant d'un même point spatio-temporel du plasma et pour des conditions initiales identiques peuvent être assez différents d'un tir à l'autre ou plutôt d'une rafale de tirs à l'autre : en effet au cours d'une rafale de tirs on obtient en général des résultats assez constants qui peuvent être soit voisins soit différents des résultats obtenus au cours d'une autre série d'expériences. Les différences ne peuvent s'expliquer par les incertitudes expérimentales et sont dues en fait à la nature des phénomènes turbulents observés. Dans certains cas les résultats obtenus sur une seule décharge semblent assez inexplicables alors que la moyenne statistique portant sur de nombreuses décharges a un sens.

Les résultats présentés par la suite, même s'il s'agit de mesures relatives à une seule décharge, ont été obtenus plusieurs fois au cours de différentes rafales de tirs. Nous n'avons conservé que les mesures dans lesquelles nous avons une totale confiance expérimentale, et écarté toutes celles pour lesquelles un déréglage ou une perturbation des détecteurs par le rayonnement X émis par le plasma peuvent être suspectés.

IV.3 - Spectres en fréquence

Comme nous l'avons signalé dans l'introduction (§ I.4) le but initial de l'expérience de diffusion était la mesure de la température des deutérons au moment de l'émission neutronique. Pour cela nous avons cherché à observer la composante ionique des fluctuations thermiques

de densité électronique et à en faire une analyse en fréquence (§ III.4). Les résultats des mesures effectuées sur l'axe de la décharge au moment où le plasma est rassemblé en forme de filament sont rappelés brièvement dans l'introduction et détaillés dans la référence /IV,1/.

Nous avons ensuite choisi des points d'observation en dehors de l'axe z afin que le volume de diffusion intercepte la couche de plasma régulière avant la focalisation et pour que les effets géométriques d'implosion ne soient pas trop importants. La position du volume de diffusion est repérée par les coordonnées du point d'intersection de l'axe laser avec le plan $\vec{r}$, $\vec{z}$ orthogonal à l'axe laser ainsi qu'au champ magnétique azimutal. Nous choisissons comme origine : z = 0 l'extrémité de l'anode et r = 0 l'axe $\vec{z}$ des électrodes.

Nous étudions l'implosion (r = 7 mm, z = 10 mm) en observant la lumière diffusée à 7° suivant une plage du vecteur de diffusion. Pour mettre en évidence la vitesse radiale d'implosion nous choisissons le vecteur de diffusion $\vec{k}_7$ parallèle à $\vec{r}$ ou plus précisément dans la plage $\theta = 90° \pm 30°$; avec : $\theta = \sin^{-1} \frac{\vec{k}.\vec{z}}{|\vec{k}|}$, l'angle solide correspondant étant de l'ordre de 4.10^{-3} rd (Fig. IV-3). L'analyseur multicanal Fabry-Pérot est réglé pour avoir une résolution de 0,4 Å. Sa largeur instrumentale est inférieure à un canal soit 0,4 Å, son contraste est de l'ordre de 80. La position de la longueur d'onde λ_0 est connue avec précision car à chaque tir une portion du faisceau laser est prélevée au fond de la chambre absorbante et réintroduite dans l'analyseur après un retard optique. L'analyseur voit donc successivement l'impulsion de lumière diffusée et environ 100 ns plus tard, l'impulsion de lumière incidente. La résolution temporelle du dispositif est de 7 ns.

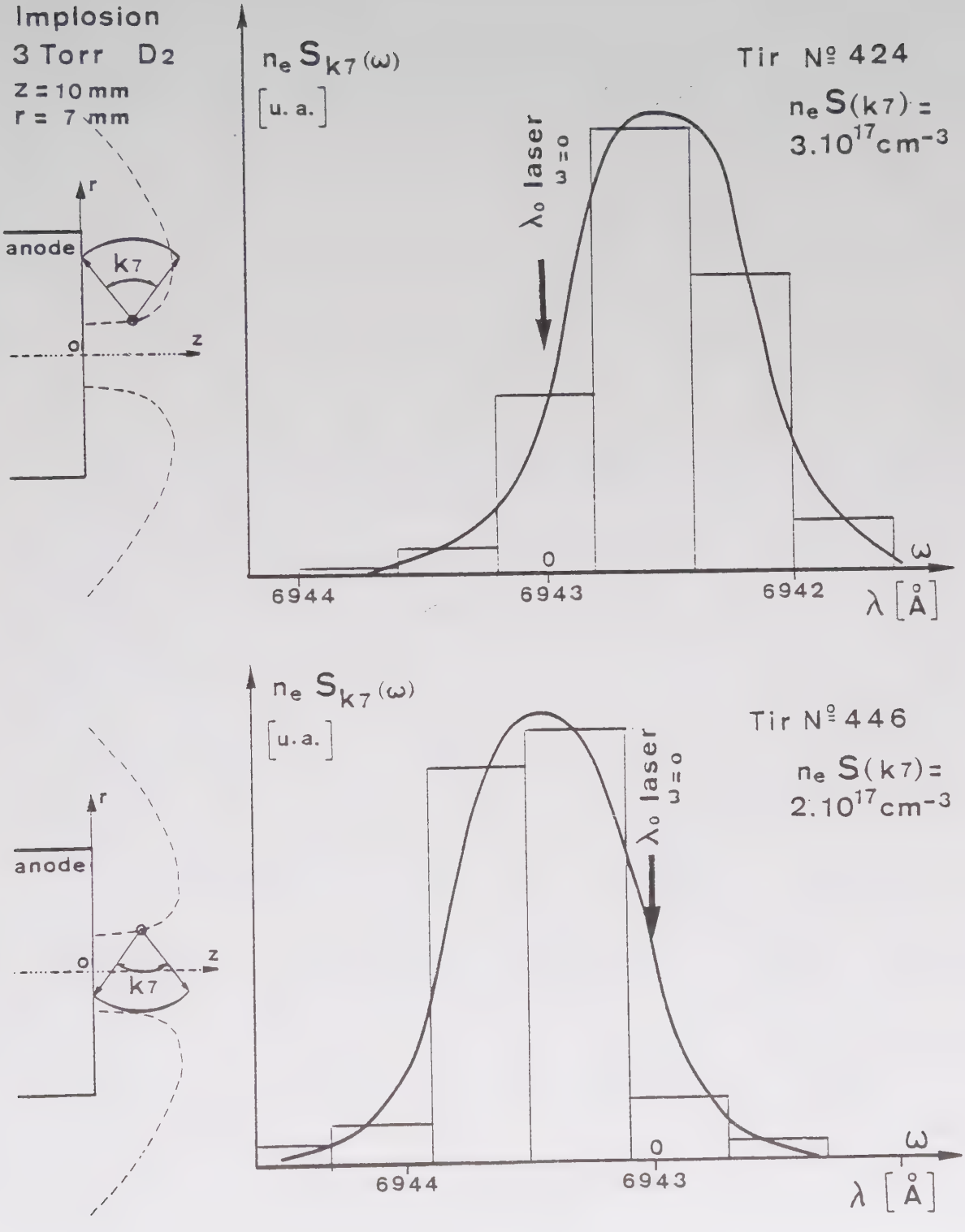


Fig.IV.9. Spectres en fréquence, $k_7 = 1,1.10^4$ cm^{-1}

La figure (IV-9) représente deux exemples de spectres en fréquence obtenus, la pression initiale de la décharge étant de 3 Torr de deutérium. Lorsque l'on change le sens du vecteur de diffusion, on observe un renversement du glissement en fréquence du maximum du spectre par rapport à la fréquence laser $\omega = 0$. Les mesures effectuées dans ces conditions sont assez reproductibles et nous interprétons le spectre diffusé comme une composante thermique des fluctuations de densité.

En effet, le spectre se présente comme une courbe en cloche régulière dont l'axe de symétrie est décalé par rapport à la fréquence laser. Il s'agit donc bien uniquement de lumière diffusée et non de lumière laser déviée par quelqu'effet strioscopique. Le décalage en fréquence est un effet Doppler résultant du mouvement d'ensemble de la couche de plasma diffusante. La forme du spectre est tout à fait comparable aux formes théoriques prévues lorsque l'on observe la composante ionique, $\alpha > 2$ et lorsque $T_i > T_e$. Le spectre théorique tracé sur la figure (IV-9) présente un très bon accord avec les points expérimentaux des deux tirs et correspond à $T_i = 300$ eV, $\beta = 0{,}5$ d'où $T_e = 75$ eV (voir § III.4).

Compte tenu de ces valeurs : $\alpha > 2$ et $\beta = 0{,}5$

on a :
$$S_i(k) = \left[\frac{\alpha^2}{1 + \alpha^2}\right]^2 \frac{1}{1 + \beta^2} \simeq 0{,}8$$

Par suite, la mesure du signal diffusé intégré en fréquence :

$$n_e S_i(k_7) = \frac{n_e}{2\pi} \int S_i(k_7, \omega)\, d\omega$$

nous donne la densité du plasma. Les valeurs obtenues au cours des différents tirs se situent dans la plage :

$$n_e S(k_7) = 2 \text{ à } 5{,}5.10^{17} \text{ cm}^{-3}$$

Soit :

$$n_e = 2{,}5 \text{ à } 7.10^{17} \text{ cm}^{-3}$$

Ces valeurs sont en accord avec les mesures de la densité électronique effectuées par interférométrie holographique /IV-3/ et confirment donc bien qu'il s'agit d'une composante thermique des fluctuations de densité.

D'autres spectres diffusés sont compatibles avec un découplage plus important des températures électronique et ionique : $T_i \simeq 350$ eV $T_e \lesssim 10$ eV mais un découplage aussi important semble difficilement envisageable.

Les glissements en longueur d'onde mesurés : $0{,}5 \pm 0{,}2$ Å correspondent à une vitesse radiale $V_r = (1{,}8 \pm 0{,}7).10^7$ cm/s. Cette valeur est légèrement inférieure à la vitesse moyenne mesurée avec une caméra à fente : $(3 \pm 0{,}3).10^7$ cm/s. Nous avons essayé d'améliorer la précision de cette mesure en augmentant la résolution de l'analyseur Fabry-Pérot à 0,2 Å par canal, mais les mesures effectuées dans ces conditions se sont avérées finalement moins précises car les signaux étaient plus faibles.

Nous avons également réglé le dispositif pour que le vecteur de diffusion soit parallèle à l'axe $\vec{z}$: $\theta = \pm 30°$.

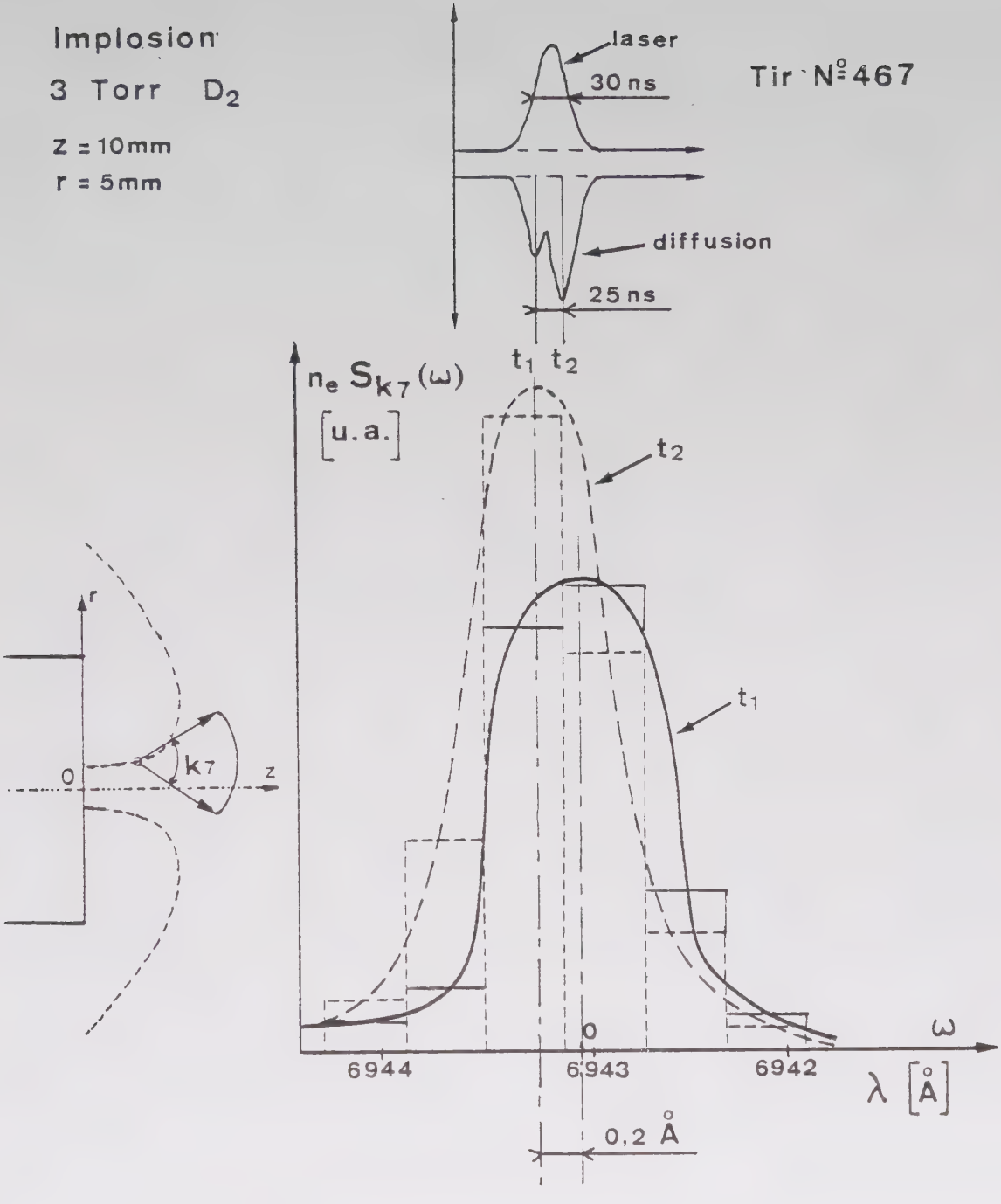


Fig.IV.10. Spectres en fréquence, $k_7 = 1,1.10^4$ cm^{-1}

Les signaux obtenus dans ces conditions sont moins reproductibles que dans le cas précédent. Les spectres diffusés sont en moyenne légèrement plus étroits, ce qui semble indiquer une température perpendiculaire quelque peu inférieure à la température parallèle à la vitesse d'implosion. Mais seule une mesure simultanée du spectre dans les deux directions pourrait nous permettre de confirmer ce fait. Les spectres diffusés sont centrés sur la longueur d'onde laser, ce qui est normal puisque l'effet Doppler n'intervient plus dans ce cas. Dans certains cas, le signal diffusé ne suit pas l'impulsion laser mais présente deux pics distincts séparés d'environ 25 ns. C'est le cas par exemple de la figure (IV-10). Bien que le système de détection utilisé pour ces mesures ne permette pas de faire une chronométrie précise entre les signaux des différents détecteurs, on peut supposer que les maxima sont synchrones, et tracer les deux spectres correspondants. On constate alors que les deux spectres sont différents. En particulier si le premier spectre obtenu à l'instant t_1 est centré par rapport à la longueur d'onde laser, celui de l'instant t_2 présente un glissement vers le rouge d'environ $0,2 \pm 0,1$ Å. En fait, le signal diffusé obtenu à l'instant t_1 correspond à la couche de plasma dense alors que le signal de l'instant t_2 émane du plasma qui suit celle-ci, comme nous le verrons plus précisément par la suite. On ne peut expliquer ce glissement par un effet Doppler dû à un mouvement d'ensemble. Mais il faut plutôt envisager un effet dû à une instabilité microscopique.

Compte tenu des résultats obtenus antérieurement lorsque nous observions la diffusion provenant du filament /IV,1/, nous avons donc

pensé que dès la phase d'implosion, le courant électrique intense qui traverse le plasma pouvait exciter des instabilités microscopiques, en particulier suivant les vecteurs d'ondes parallèles à sa direction. Nous avons donc conçu un dispositif destiné à mettre en évidence cette influence.

IV.4 - Mise en évidence de fluctuations suprathermiques anisotropes

Le montage que nous avons utilisé ensuite était destiné à mettre en évidence l'anisotropie de la diffusion au cours d'un seul et même tir.

Le dispositif expérimental qui est schématisé sur la figure (IV-11), permet d'observer simultanément la diffusion suivant quatre directions particulières du vecteur de diffusion. La lumière diffusée est observée à travers un filtre interférentiel de 10 Å centré sur la longueur d'onde du laser sans résolution en fréquence.

Quatre détecteurs rapides (résolution temporelle ≃ 2 ns) observent la diffusion provenant du même volume (≃ 3 mm^3), sous un angle solide de 7.10^{-4} rd, avec des vecteurs de diffusion $\vec{k}_1$, $\vec{k}_2$, $\vec{k}_3$ et $\vec{k}_4$ de même module : $k = 1{,}1.10^4$ cm^{-1}. $\vec{k}_1$ et $\vec{k}_3$ sont quasiment parallèles à l'axe $\vec{z}$ des électrodes, alors que $\vec{k}_2$ et $\vec{k}_4$ sont quasiment perpendiculaires à $\vec{z}$.

Nous avons fait une étude systématique des signaux diffusés en faisant varier la position du volume de diffusion par rapport aux électrodes ainsi que la pression initiale de la décharge.

On a constaté que les signaux sont d'autant plus intenses et anisotropes que la pression initiale est faible et que le volume observé est près de l'axe. La durée des signaux intenses est souvent très brève

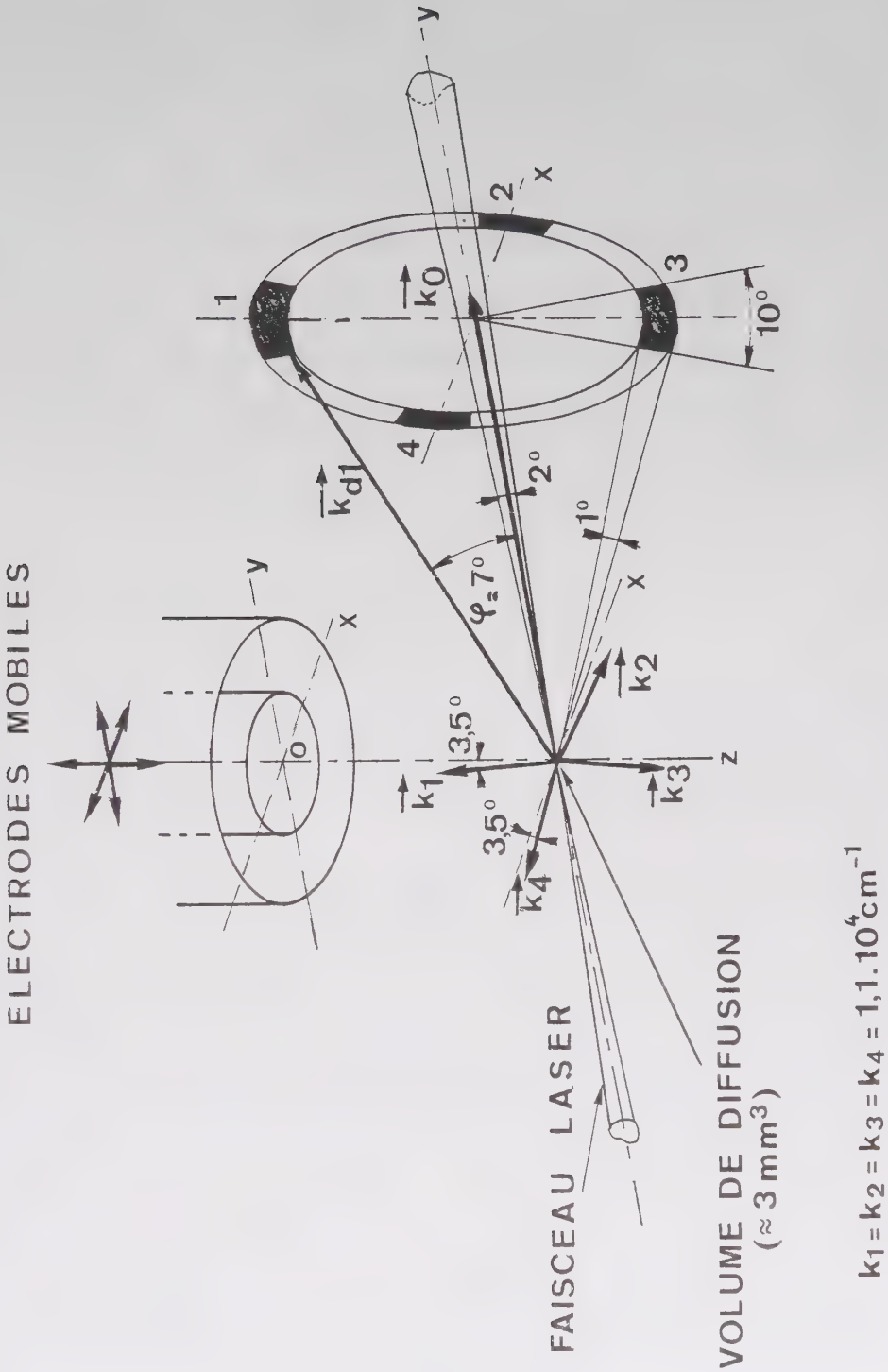


Fig.IV.11. Observation de la diffusion suivant 4 orientations du vecteur $\vec{k}$

($\lesssim$ 5 ns). Les signaux obtenus pour certains tirs ne sont pas toujours compréhensibles ; en particulier les détecteurs k_1 et k_3 ou k_2 et k_4 ne donnent pas toujours des signaux identiques alors que ces vecteurs sont presque colinéaires et par conséquent équivalents du point de vue de la diffusion. Il faut donc en déduire que les signaux diffusés sont parfois restreints à des directions de vecteurs d'ondes précises. La diffusion est d'une façon générale plus intense pour $\vec{k}_{//}$ que pour $\vec{k}_{\perp}$ mais il faut signaler que nous avons observé exceptionnellement des contre exemples.

Les résultats sont présentés sur les courbes des figures /IV,12-13/. Pour porter les points nous avons considéré les valeurs moyennes :

$$\frac{1}{2}\left[n_e S(\vec{k}_1) + n_e S(\vec{k}_3)\right] = n_e S(\vec{k}_{//})$$
$$\frac{1}{2}\left[n_e S(\vec{k}_2) + n_e S(\vec{k}_4)\right] = n_e S(\vec{k}_{\perp})$$

Les barres indiquent les dispersions observées au cours des différents tirs.

Les valeurs les plus importantes de $n_e S(k)$ ont été mesurées en plaçant des filtres neutres soit sur le faisceau laser incident soit sur les détecteurs. Les valeurs obtenues se recoupent tout à fait, ce qui prouve que les signaux observés sont proportionnels à la puissance laser incidente et que nous n'avons pas affaire à un phénomène non linéaire induit.

Nous estimons que les valeurs importantes de $n_e S(k)$ mesurées résultent d'un niveau suprathermique des fluctuations microscopiques.

En effet, d'une part l'anisotropie observée impose que :

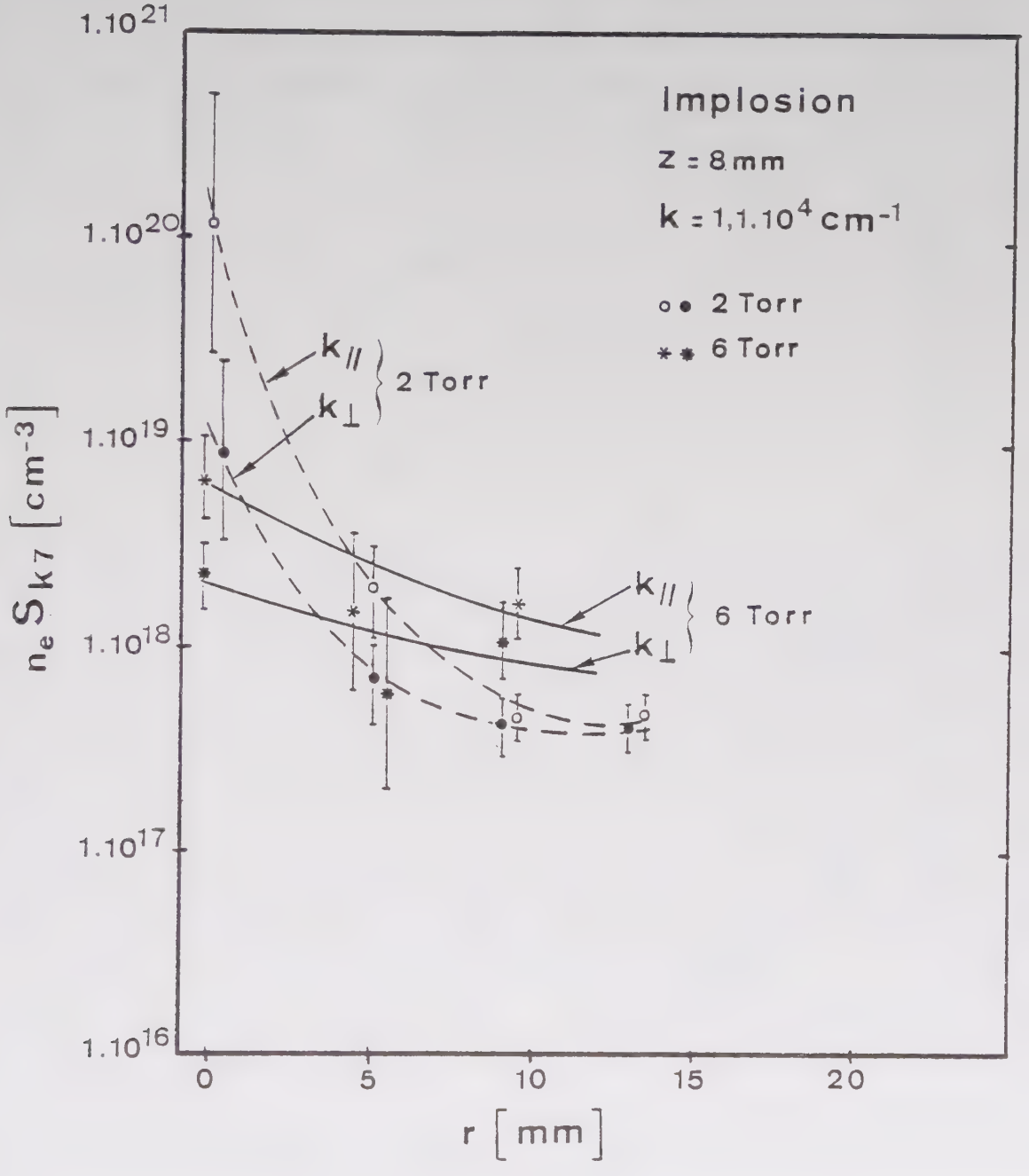


Fig.IV.12. Anisotropie des fluctuations – phase d'implosion

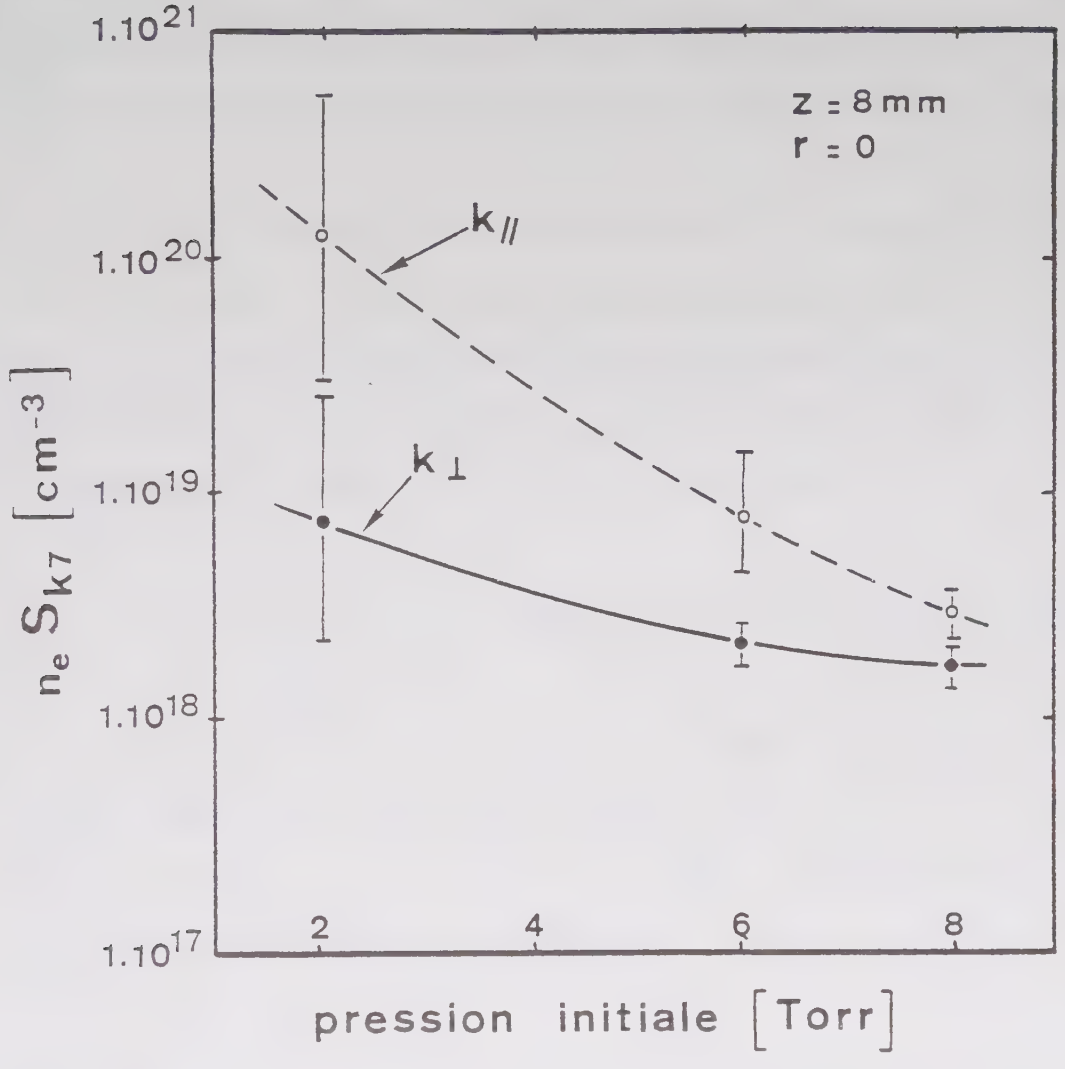


Fig.IV.13. Anisotropie des fluctuations - plasma focalisé

$S(k_{//}) > 10\ S(k_{\perp})$ pour certains tirs à faible pression. D'autre part, les mesures de n_e effectuées par interférométrie au laboratoire /IV-3/ montrent que la densité du plasma augmente avec la pression initiale. Par conséquent les signaux plus importants à basse pression qu'à haute pression ne peuvent s'expliquer qu'en envisageant des valeurs de $S(k_{//})$ de l'ordre de 100, alors que pour un plasma thermalisé $S(k) \lesssim 1$ (voir § III.4).

Les fluctuations sont plus intenses dans la direction de l'axe z c'est-à-dire dans la direction du courant électrique et leur niveau dépend de la densité c'est-à-dire du nombre de porteurs. Ces faits amènent à conclure que des instabilités microscopiques de dérive engendrées par le courant sont présentes au cours de la phase d'implosion.

IV.5 - Spectres en nombre d'onde et distributions angulaires des fluctuations

Les expériences réalisées nous ayant montré qu'une turbulence microscopique se développe pendant la phase d'implosion, nous avons poursuivi l'étude de la diffusion afin de dégager quelques unes des propriétés des instabilités présentes.

Le dispositif expérimental a été modifié pour observer simultanément la diffusion à 7°, 60°, 90° et 120° du faisceau laser (Fig. IV-4) afin d'obtenir un spectre en nombre d'onde S(k).

D'autre part, vers l'avant à 7° nous avons observé la diffusion suivant différentes orientations de k_7 pour étudier la distribution angulaire des fluctuations à $|k|$ constant $Sk_7(\theta)$ (Fig. IV.4). Les détecteurs photo-électriques mesurent la lumière diffusée sans résolution en

fréquence à travers des filtres interférentiels de 20 Å de large centrés sur la longueur d'onde du laser. Les signaux diffusés sont analysés avec une résolution temporelle de 2 ns et soigneusement recalés entre eux et par rapport à une photographie du plasma (1 ns) ainsi que par rapport aux signaux électriques V(t) et $\mathring{I}$(t). Les résultats obtenus sont différents en fonction de la pression initiale.

IV.5.1 - Phase d'implosion à haute pression

Les résultats présentés dans ce qui suit sont obtenus pour une pression initiale de 8 Torr d'hydrogène. Les électrodes sont positionnées pour que le volume de diffusion soit situé à 10 mm de l'anode et 12,5 mm de l'axe des électrodes (z = 10, r = 12,5). Dans ces conditions l'étude est relativement simplifiée car la dynamique de la décharge est plus lente (vitesse d'implosion radiale $\approx 1{,}6.10^7$ cm.s^{-1}) et les signaux diffusés varient sur une plus petite échelle d'amplitude.

Nous obtenons des signaux diffusés lorsque la couche lumineuse et dense traverse la région observée, mais également avant que la couche ne parvienne en cette région et après son passage. Les signaux diffusés sont différents pour ces trois situations.

Lorsque la couche dense traverse le volume de diffusion à l'instant de l'impulsion laser, nous détectons des signaux mesurables sur tous les détecteurs. Les signaux diffusés sont légèrement plus étroits que l'impulsion laser mais présentent une forme régulière (approximativement gaussienne $\delta t \approx 10$ ns). Tous les maximums de diffusion sont synchrones. La diffusion à 7° est le plus souvent isotrope pour les cinq

orientations de k_7 considérées. La figure (IV-14) donne un exemple de la distribution $S_{k7}(\theta)$. Il est intéressant de remarquer que dans certains cas on observe une valeur légèrement supérieure pour les directions $\theta = 0°, (\vec{k} \parallel \vec{z})$ et $\theta = 90°, (\vec{k} \parallel \vec{r})$. Les valeurs de ce tir correspondent aux valeurs moyennes obtenues pour environ une vingtaine de tirs. Le spectre en nombre d'onde S(k) apparaît plat pour la plage considérée. La valeur moyenne de $n_e S(k)$ pour une vingtaine de tirs est $n_e S(k) = 0{,}7.10^{18}$ cm^{-3}.

Nous sommes donc conduits à penser que dans ce cas la diffusion est due à des composantes thermiques des fluctuations de densité électronique et que le plasma de la couche dense est approximativement thermalisé.

Dans le cadre de la théorie de Salpeter (§ III) pour les plasmas thermalisés, la forme du spectre S(k) est envisageable si les signaux diffusés sont dus à la composante ionique des fluctuations de densité électronique et si pour tous les nombres d'ondes nous avons $\alpha \geqslant 2$,

soit : $\frac{1}{k} \geqslant 2\ \lambda_D$ (λ_D : longueur de Debye)

(Fig. III-3).

Des calculs d'ordre de grandeur montrent qu'étant donné les filtres interférentiels utilisés, la composante électronique des fluctuations de densité ne peut participer de façon notable aux signaux diffusés.

Nous pouvons donc estimer que $(k\lambda_D)^{-1} \gtrsim 2$ pour l'observation à 120° où $k_{120} = 1{,}6.10^5$ cm^{-1}; ce qui nous permet de calculer la longueur

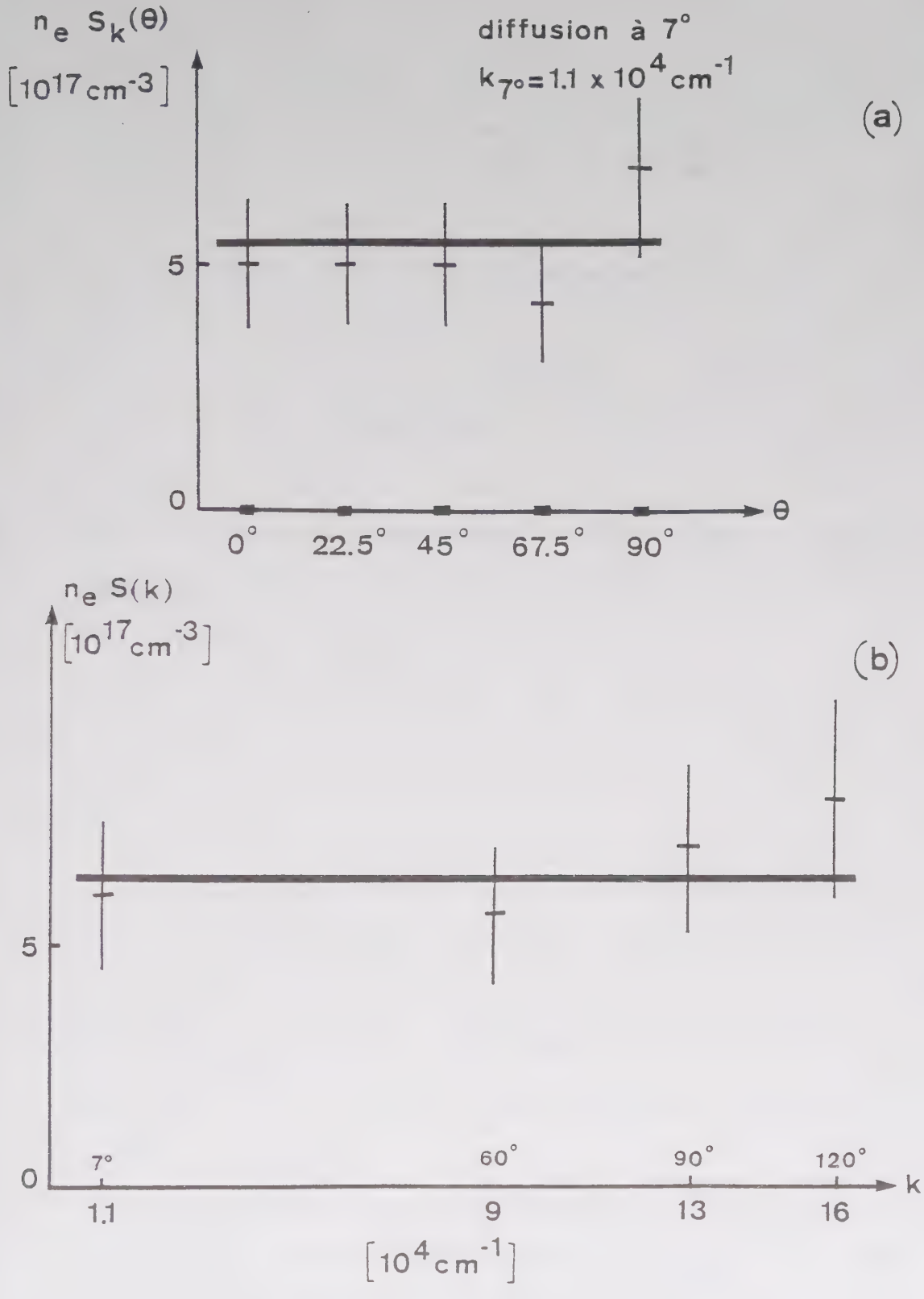


Fig.IV.14. Diffusion par la couche dense

- 8 TORR H_2 r = 12,5 mm

(a) Distribution angulaire des fluctuations

(b) Spectre en nombre d'onde

de Debye du plasma dense :

$$\lambda_D \lesssim 3{,}2.10^{-6} \text{ cm}$$

Si de plus nous supposons $T_e = T_i$ nous aurons $S(k_7) = 0{,}5$ d'où :

$$n_e = 1{,}4.10^{18} \text{ cm}^{-3}$$
$$\text{et } T_e \lesssim 30 \text{ eV}$$

Mais les spectres en fréquence nous indiquent plutôt un découplage des températures dans cette phase avec $T_i > T_e$ (§ IV.3). Si nous supposons $T_i = 4\ T_e$, $S(k_7) = 0{,}8$ d'où :

$$n_e = 8{,}7.10^{17} \text{ cm}^{-3}$$
$$\text{et } T_e \lesssim 16 \text{ eV}.$$

Lorsque la couche dense n'occupe pas le volume de diffusion au moment de l'impulsion laser, les signaux diffusés sont mesurables uniquement pour la voie vers l'avant. Pour les voies aux grands angles, 60°, 90° et 120° les signaux sont plus faibles que le seuil de détection qui est de 5.10^{16} cm^{-3} lorsque l'on tient compte de la lumière émise par le plasma.

Des signaux diffusés sont détectables au rayon r = 12,5 mm dès que la couche lumineuse atteint le rayon r = 20 mm, et l'on mesure encore des signaux alors que la couche dense s'est rassemblée sur l'axe

en forme de filament et même après la dislocation du filament c'est-à-dire au moment où les singularités électriques V, $\mathring{I}$ sont extrémums.

Les signaux diffusés ont une forme temporelle régulière mais sont souvent plus étroits que l'impulsion laser ; d'autre part le maximum de diffusion n'est pas toujours synchrone au maximum laser. On ne peut donc pas parler de régions parfaitement homogènes ; néanmoins les distributions angulaires mesurées devant la couche dense et derrière la couche dense ont des formes assez constantes et caractéristiques.

La figure (IV-15) montre deux exemples de distributions angulaires des fluctuations de densité $Sk_7(\theta)$, lorsque la diffusion provient du plasma qui précède la couche dense (a) ou du plasma qui suit la couche dense (b).

Ces distributions sont caractéristiques et assez anisotropes puisque l'on atteint des rapports supérieurs à 10 entre les directions où l'on a un maximum et les directions où l'on a un minimum. Les valeurs maximums de $n_e S(k_7)$ varient entre 5.10^{17} cm^{-3} et 5.10^{18} cm^{-3} suivant les tirs et sont donc environ 100 fois plus importantes que les bornes supérieures des valeurs $n_e S(k)$ pour la diffusion aux grands angles.

Par ailleurs, les mesures interférométriques ont donné pour ces régions $n_e < 10^{17}$ cm^{-3}. Nous pouvons donc affirmer que $S(k_7)$ prend des valeurs supérieures ou égales à 100 dans ces régions et que la diffusion observée est due à des fluctuations suprathermiques. Il est intéressant de signaler que très souvent le maximum du spectre mesuré après le passage de la couche dense peut se situer, non pas à $\theta = 0$, mais $\theta = 22°5$ (Fig. IV-15.b).

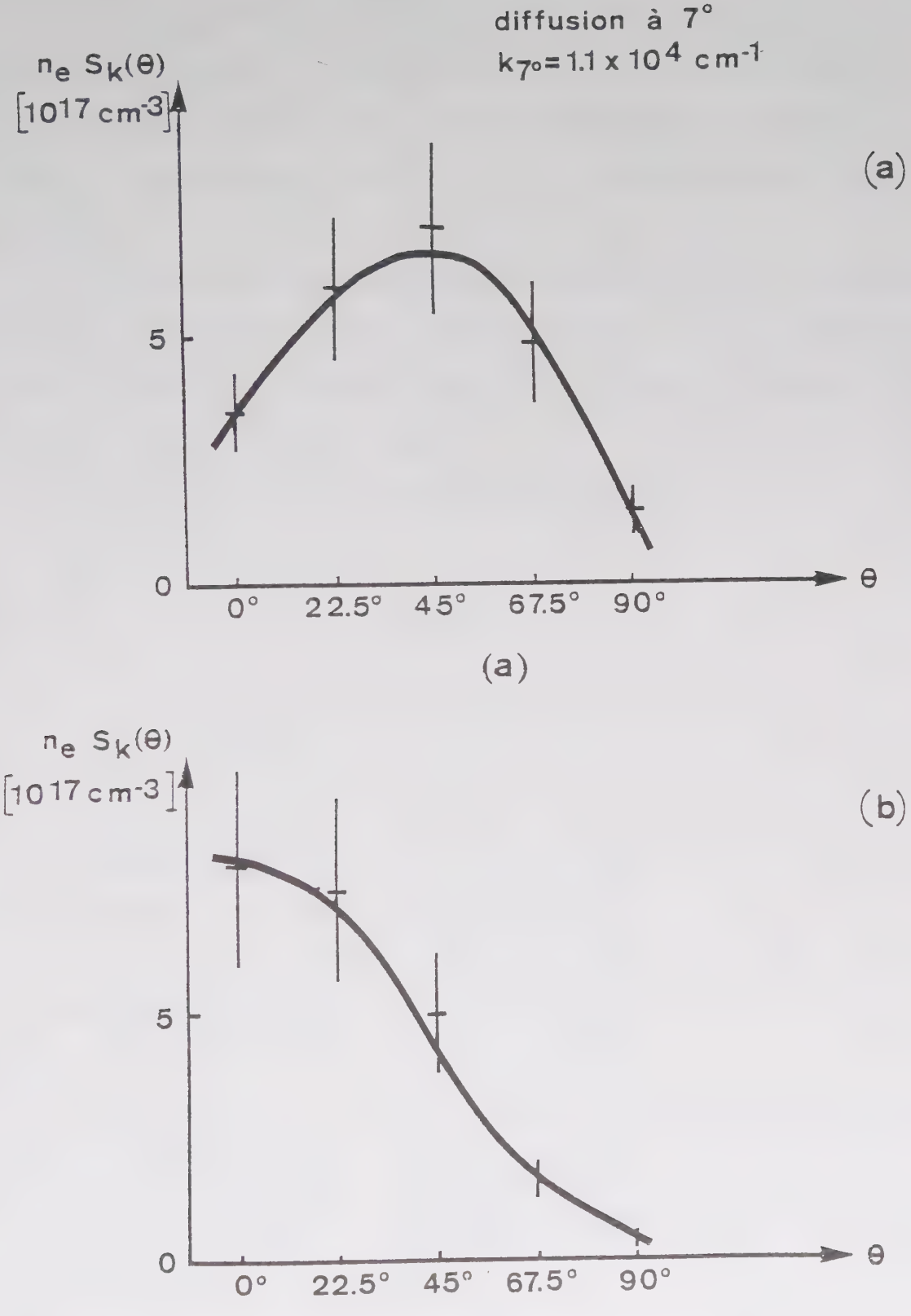


Fig.IV.15. Distribution angulaire des fluctuations
(a) Devant la couche dense
(b) Derrière la couche dense

Ces résultats sont à rapprocher des mesures effectuées avec des sondes magnétiques qui ont montré qu'une proportion importante du courant électrique circule dans le plasma ténu qui suit la couche dense /IV,5/, et confirment donc, que le courant électrique excite des instabilités.

Les mêmes mesures effectuées à une pression de 6 Torr d'hydrogène donnent des résultats similaires. On note toutefois des caractéristiques de plasma quelque peu différentes pour la couche dense. La figure (IV-16) montre un exemple des signaux mesurés.

Les mêmes calculs que précédemment nous donnent :

si $T_e = T_i$ $\quad n_e = 4.10^{18}\ cm^{-3}$, $T_e \lesssim 75$ eV

si $T_i \simeq 4\ T_e$ $\quad n_e = 2{,}5.10^{18}\ cm^{-3}$, $T_e \lesssim 47$ eV

On constate donc que la densité et la température sont légèrement plus importantes à 6 Torr qu'à 8 Torr.

Nous avons aussi étudié la diffusion provenant d'un point plus près de l'axe : z = 10 mm, r = 5 mm, pour une pression de 8 Torr d'hydrogène.

Cette distance, r = 5 mm est le rayon minimum auquel on a encore une résolution spatiale égale à la largeur du volume de diffusion (0,8 mm), à condition toutefois que l'implosion ait une bonne symétrie de révolution par rapport à l'axe z des électrodes.

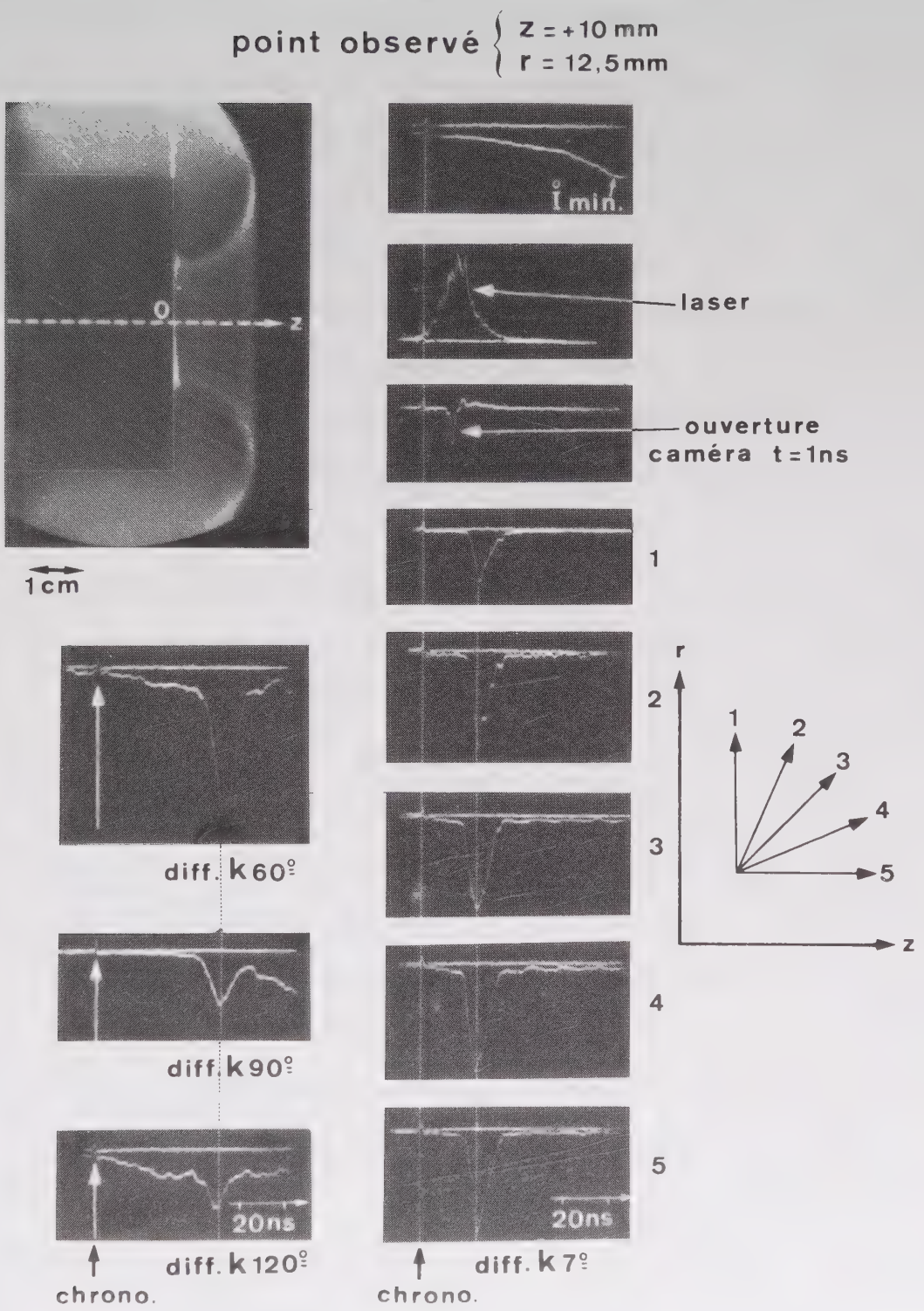


Fig.IV.16. Diffusion par la couche de plasma dense

Les signaux diffusés sont nettement différents de ceux obtenus à un plus grand rayon ; en particulier sur la voie avant,lorsque la couche lumineuse est proche du point d'observation. La figure (IV-17) montre un exemple des signaux obtenus couramment. Comme on peut le constater les signaux diffusés à 7° sont modulés et peuvent prendre des valeurs notables alors que l'intensité du laser est extrêmement faible. Trois maximums peuvent être discriminés aux temps t_1, t_2 et t_3 pour les signaux à 7°, mais aux grands angles, on ne note qu'un maximum au temps t_2. Ces trois maximums correspondent à des zones de caractéristiques différentes qui traversent successivement le volume de diffusion, et dont l'épaisseur totale dépasse celle de la couche lumineuse.

Il faut noter dans cet exemple, (Fig. IV-17), la parfaite régularité de la couche lumineuse, ce qui n'est pas toujours le cas lorsque l'on se rapproche de l'axe. La durée totale du signal diffusé à 7°, 30 ns, correspond à une épaisseur de 5 à 6 mm, compte tenu de la vitesse d'implosion radiale qui est en moyenne de $(1,8 \pm 0,2).10^7$ cm.s^{-1} dans ces conditions. La figure (IV-18) montre les distributions angulaires $S_{k_7}(\theta)$ aux trois instants t_1, t_2, t_3 ainsi que le spectre en nombre d'onde à l'instant t_2 qui est le seul que nous puissions donner avec précision.

Nous pouvons interpréter les signaux de l'instant t_2 comme ceux dus à la couche dense (2 à 2,5 mm d'épaisseur) et là encore leur attribuer un caractère thermique. Le spectre en nombre d'onde montre dans cet exemple une décroissance entre k_{60} et k_{120} compatible avec $\alpha \simeq 2$ pour k_{60} et $\alpha \simeq 1$ pour k_{120}. Si l'on suppose $T_e = T_i$ on obtient les caractéristiques suivantes :

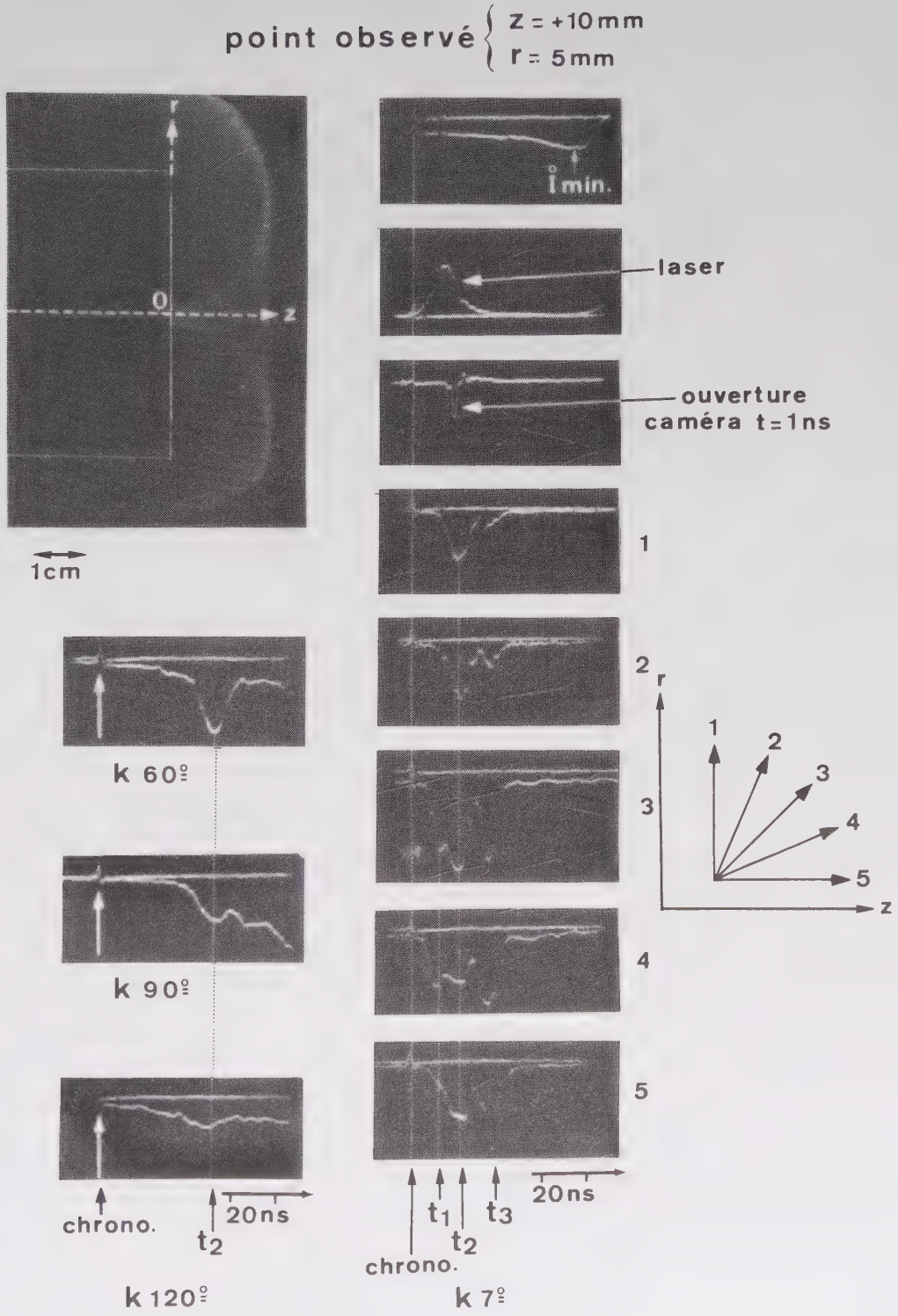
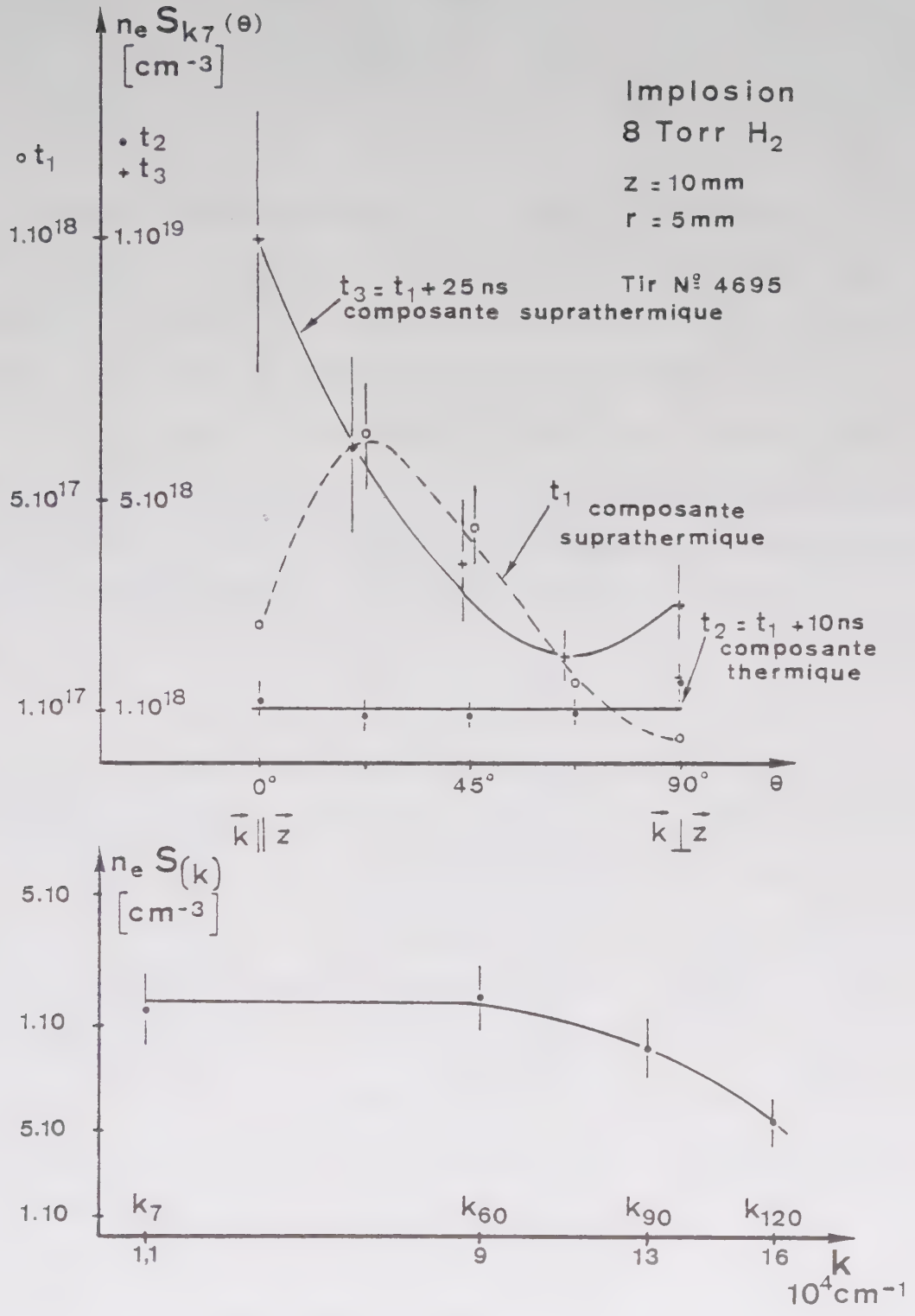


Fig.IV.17. Signaux diffusés



g.IV.18. – Distributions angulaires aux temps $t = t_1, t_2, t_3$
– Spectre en nombre d'onde au temps $t = t_2$

$\lambda_D = 5{,}5.10^{-6}$ cm

$n_e = 2.10^{18}$ cm^{-3}

$T_e = 110$ eV

Les distributions angulaires des fluctuations turbulentes aux instants t_i et t_3 ressemblent à celles obtenues à r = 12,5 mm respectivement pour la région du plasma qui précède et celle qui suit la couche dense. Les valeurs de $n_e S(k_7)$ sont encore plus élevées en particulier derrière la couche. La distribution angulaire à l'instant t_3 présente un maximum (très intense pour cet exemple) dans la direction de l'axe z mais il est important de souligner que nous avons souvent mesuré des distributions présentant également un maximum dans la direction radiale.

IV.5.2 - Phase d'implosion à faible pression

Nous avons ensuite étudié l'implosion à une pression initiale de 3 Torr de deutérium, pression pour laquelle notre décharge émet une émission neutronique maximum, en conservant l'observation en des points assez éloignés de l'axe pour que les effet géométriques d'implosion n'interviennent pas. Nous avons supprimé les voies 60° et 120° qui n'apportent pas d'informations très complémentaires par rapport à la voie 90°, mais nous avons augmenté le nombre de directions observées du vecteur de diffusion pour la voie à 7°.

Les signaux obtenus à 3 Torr sont plus intenses et moins reproductibles que les signaux obtenus à haute pression. Ils ne sont mesurables

($n_e S(k) \geqslant 5.10^{16}$ cm^{-3}) qu'au voisinage immédiat de la couche lumineuse. Notre chronométrie nous permet d'estimer que l'épaisseur de la zone diffusante ne dépasse pas 3 à 4 mm au milieu de la phase d'implosion, c'est-à-dire à r = 12,5 mm.

La forme temporelle du signal diffusé à 90° est régulière et suit la forme de l'impulsion laser, mais à 7° le signal diffusé est modulé et présente un pic étroit ($\lesssim$ 3 ns) intense pour certaines directions de $\vec{k}_7$.

On peut assimiler cette modulation à celle déjà observée lors de l'analyse en fréquence (§ IV.3).

Avec le présent montage, le pic de diffusion se détache assez systématiquement et nous pensons que nous l'observions moins nettement avec le montage précédent (§ IV.3) à cause d'une résolution temporelle plus faible.

La figure (IV-19) montre un exemple des signaux obtenus pour un certain nombre de directions du vecteur de diffusion. Dans certaines directions (1 et 5) le pic est à peine visible alors qu'il est très intense dans d'autres (3 et 4). Le pic de diffusion est synchrone (± 1,5 ns) pour toutes les directions.

Etant donné que ce pic n'apparaît jamais pour la voie à 90° qui correspond à un plus grand nombre d'onde, il faut penser qu'il est dû à un niveau suprathermique des fluctuations de densité. Compte tenu de la vitesse radiale d'implosion (V_r = 2 à 3.10^7 cm.s^{-1}) on peut estimer que ce pic correspond au passage dans le volume de diffusion, d'une couche microturbulente de 1 mm d'épaisseur, qui suit, voire qui pousse, la couche dense.

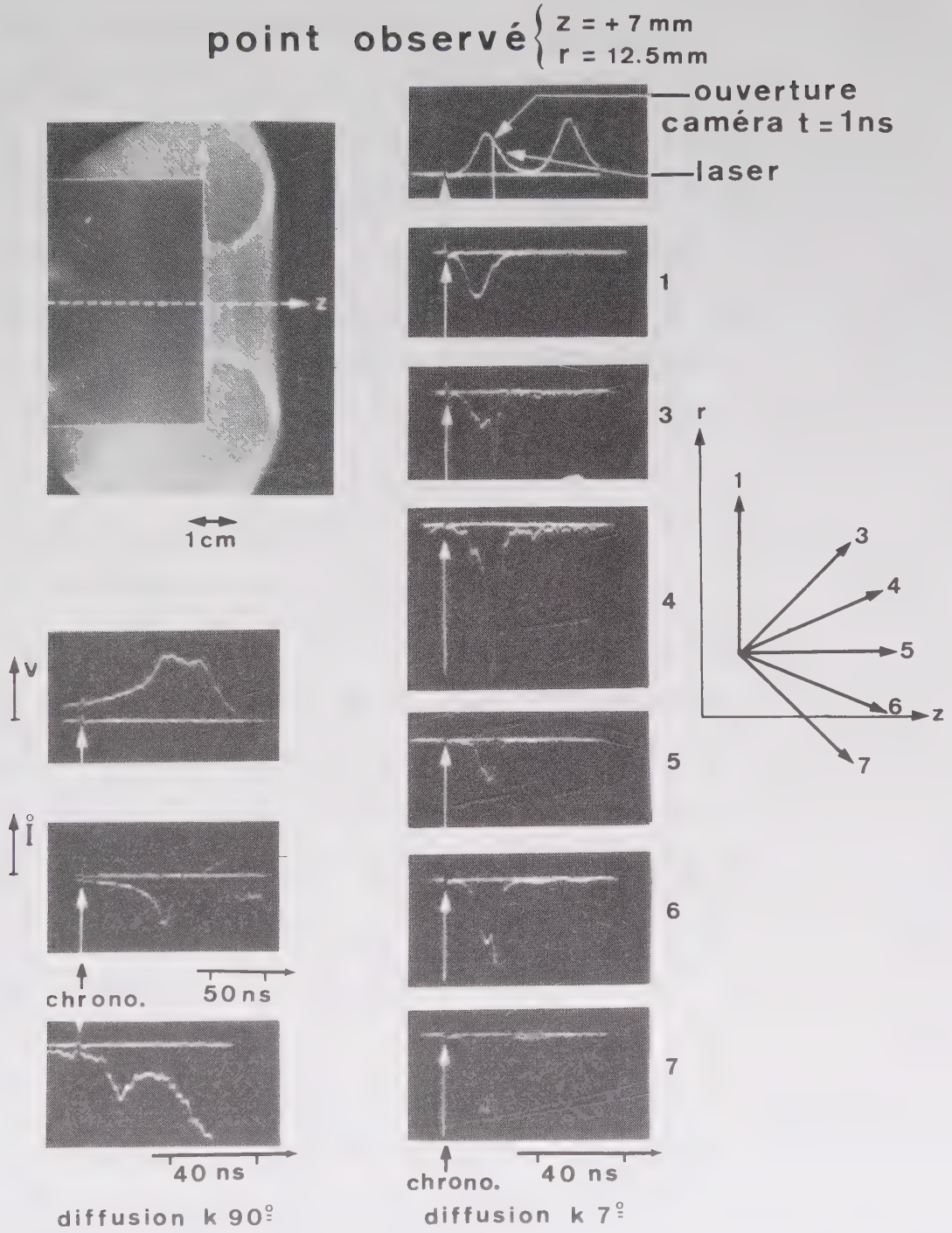


Fig.IV.19. Analyse de la phase d'implosion

Sur les figures (IV-20-21) nous avons tracé la distribution angulaire des fluctuations de densité, d'une part pour la première partie du signal diffusé qui apparaît comme une composante thermique le plus souvent approximativement isotrope, et d'autre part pour la composante turbulente qui apparaît beaucoup plus intense et anisotrope.

Les résultats obtenus nous permettent de déterminer grossièrement qu'au cours de l'implosion ($r = 12{,}5$) la couche turbulente a une densité $n_e \lesssim 5.10^{16}$ et un facteur $S(k_7) \gtrsim 50$. Par ailleurs les fluctuations suprathermiques prédominent sur une plage angulaire étroite : $\Delta\theta \simeq 25°$ soit dans la direction du courant électrique soit à un angle de 10 à 20° par rapport à celui-ci ; la nature bidimensionnelle de l'implosion ne permet pas une détermination précise. Nous avons observé, très rarement, un minimum dans la direction du courant et deux maximums de part et d'autre (Fig. IV-22).

Dans ce régime basse pression nous mettons donc également en évidence dès la phase d'implosion une région de caractère thermique et une région de caractère turbulent. Néanmoins les résultats sont assez différents du régime haute pression : alors que dans le régime haute pression la turbulence s'étend largement de part et d'autre de la couche dense, dans le régime basse pression elle est réduite à une couche fine adjacente à la couche dense.

IV.5.3 - Phase de propagation

Les résultats concernant la phase d'implosion nous montrent donc que des micro-instabilités sont présentes, que la décharge soit effectuée à haute ou à basse pression. Il est donc naturel de penser que ces

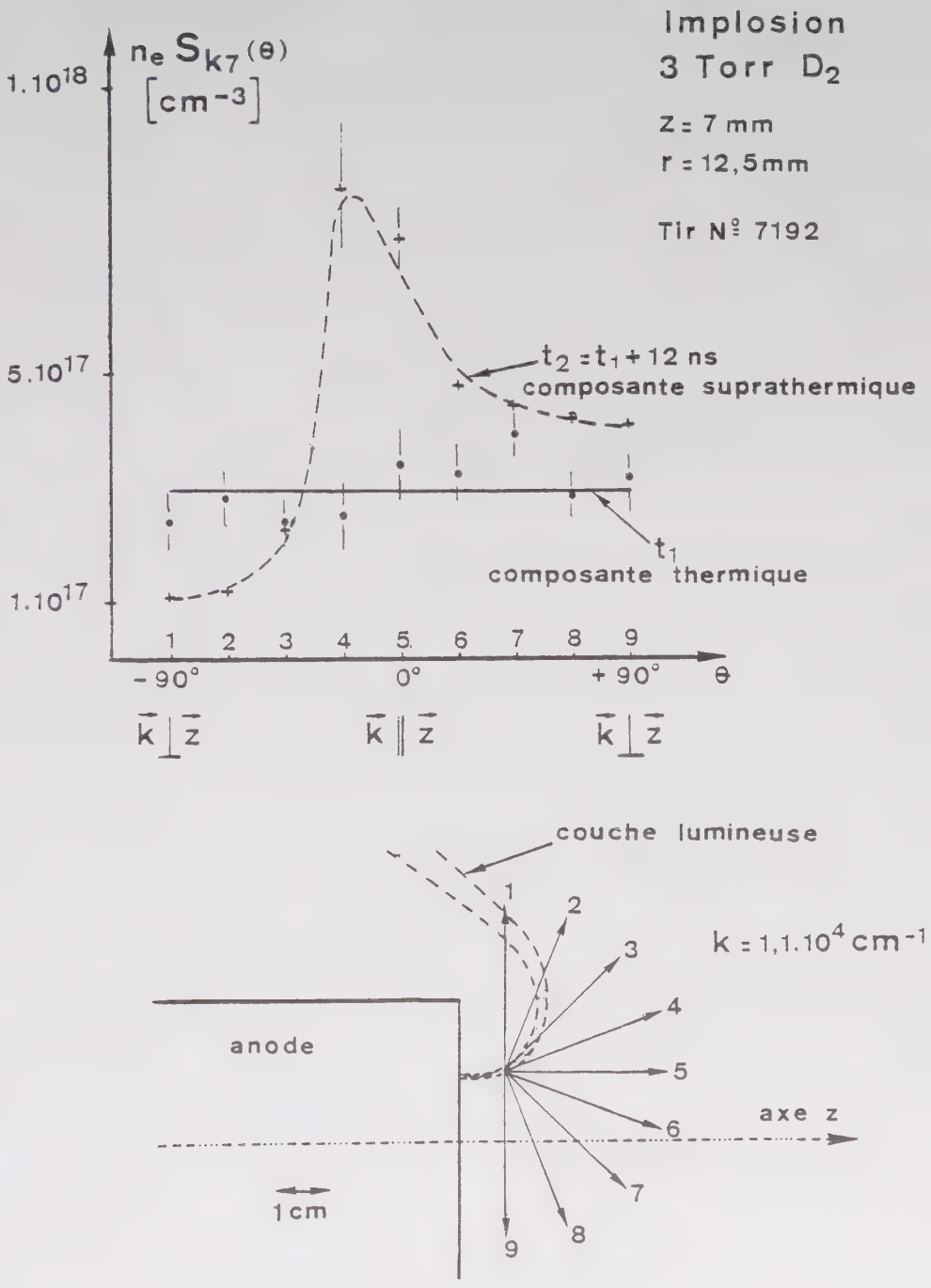


Fig.IV.20. Distribution angulaire des fluctuations

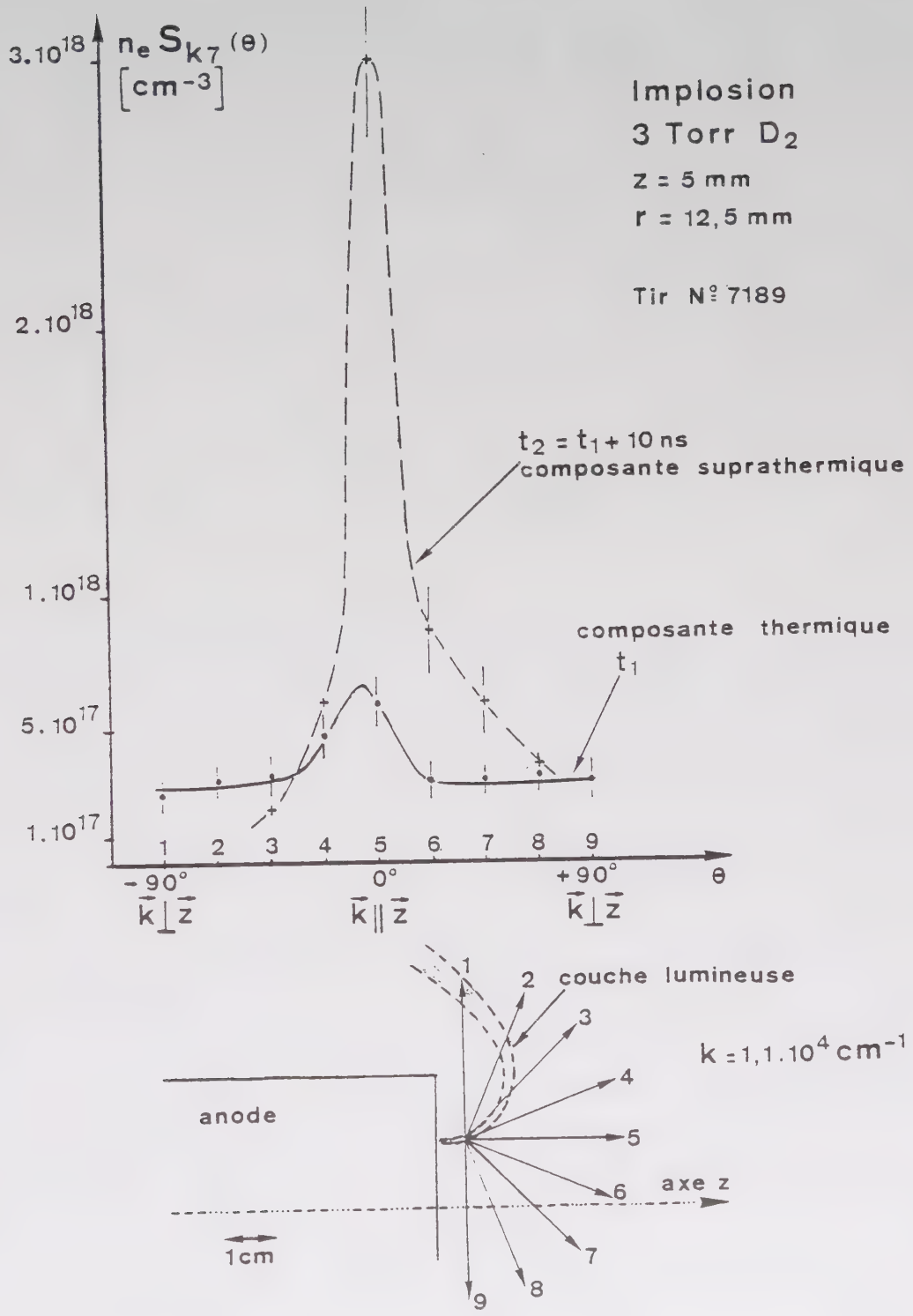


Fig.IV.21. Distribution angulaire des fluctuations

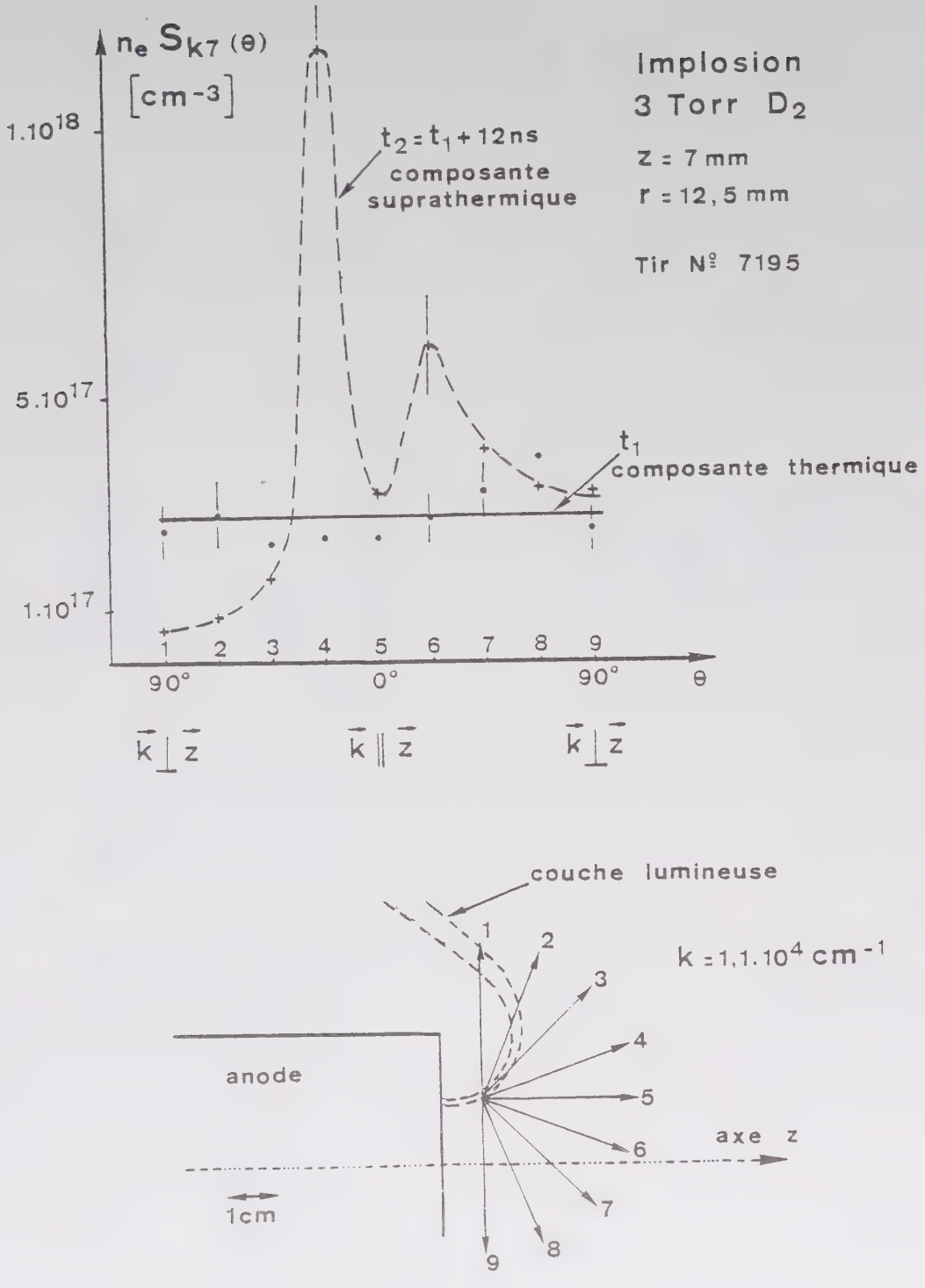


Fig.IV.22. Distribution angulaire des fluctuations

micro-instabilités entraînent des coefficients de transport anormaux au sein du plasma et qu'en particulier sa résistivité devient anormale.

Au moment de la phase d'implosion les caractéristiques électriques V et $\mathring{I}$ exibent des singularités qui traduisent une résistance effectivement anormale du plasma (§ II.1.3). Nous avons donc étudié la phase de propagation qui précède la phase d'implosion résistive afin de déterminer les caractéristiques du plasma à cet instant. On sait que la résistance du plasma est alors inférieure à quelques milliohms /IV,6/ et semble donc avoir une valeur classique.

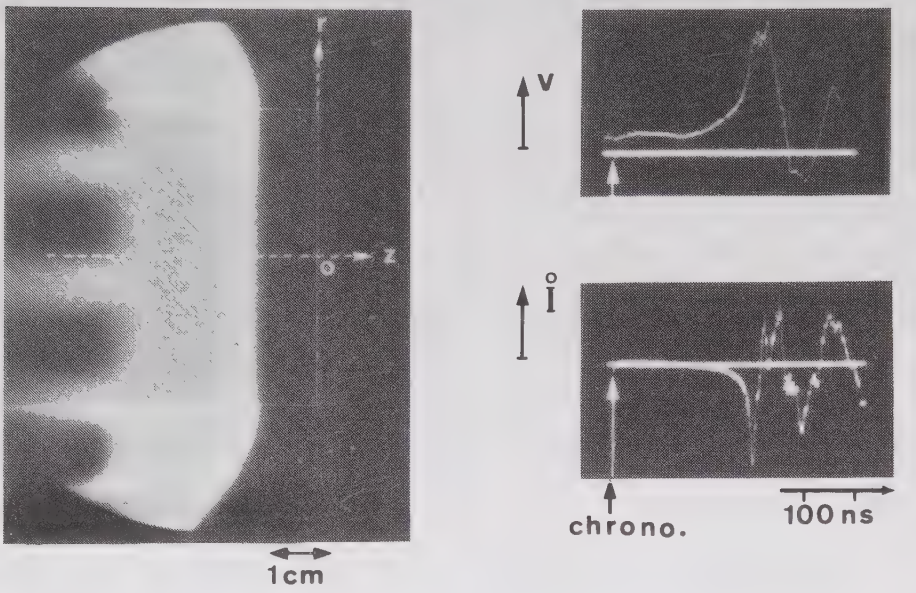
Une légère modification de la mécanique du dispositif expérimental qui n'avait pas été prévu pour cela à l'origine, nous a permis d'étudier des points situés dans l'intervalle z = - 5 à z = - 15 mm et r = 30 à r = 35 mm (rayon d'anode r = 25 mm). La couche de plasma traverse cette région à la fin de la phase de propagation avant d'aborder le "virage" en bout d'électrode et la phase d'implosion. La partie optique de l'expérience de diffusion est par ailleurs identique à celle du cas précédent.

Lorsque la pression initiale est comprise entre 1 et 6 Torr de deutérium, nous ne mesurons des signaux diffusés ($n_e S(k) > 10^{16}$ cm^{-3}) à k_{90} et k_7, que si la couche lumineuse occupe le volume de diffusion au moment de l'impulsion laser. Pour la région observée, l'épaisseur de la couche lumineuse est de 3 à 5 mm suivant le rayon et la pression considérés. La forme temporelle des signaux diffusés est très voisine de la forme de l'impulsion laser (Fig. IV-23) , parfois plus courte lorsque

PROPAGATION

1 Torr D_2

point observé { z = −14 mm
r = 35 mm



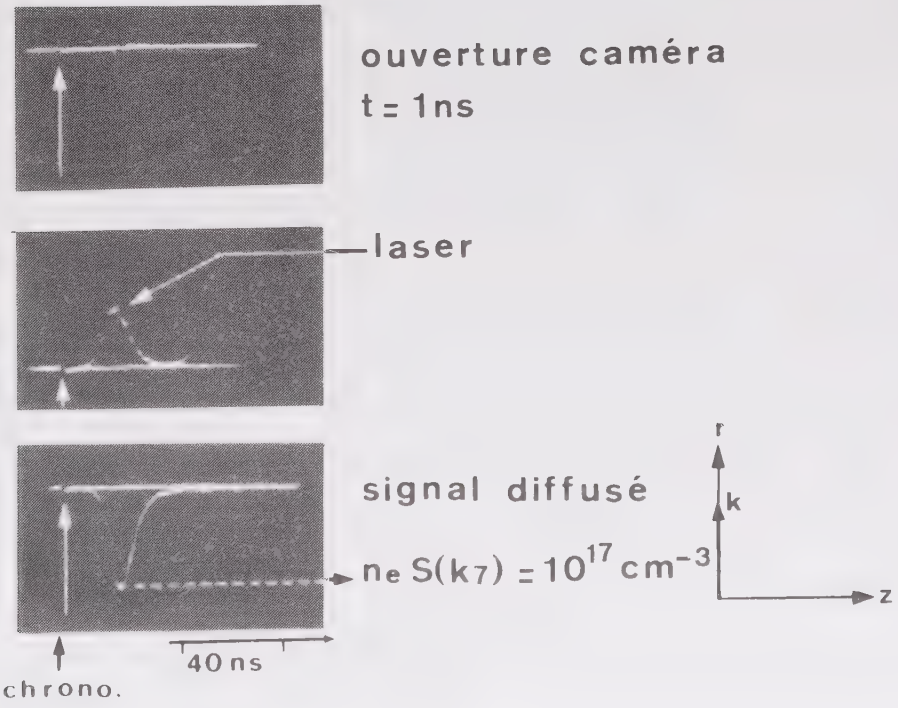


Fig.IV.23. Etude de la phase de propagation
régime basse pression

nous sommes sur le début ou la fin de la couche. Il faut toutefois remarquer que ce n'est pas toujours la même région de la couche qui procure les signaux diffusés car la couche se déplace d'environ 2 mm pendant l'impulsion laser alors que la dimension du volume de diffusion dans le sens du déplacement est de 0,8 mm. Nous pouvons donc considérer que cette couche est bien homogène.

Au contraire lorsque la pression initiale est élevée de 8 Torr à 15 Torr, les signaux diffusés à k_{90} conservent une forme régulière mais les signaux à k_7 ont une forme modulée présentant plusieurs pics étroits qui ne sont pas synchrones sur les différentes directions du vecteur de diffusion k_7 (Fig. IV-24).

Les signaux mesurés à k_{90} ne dépassent pas 7.10^{17} cm^{-3}, maximum qui est obtenu vers 6 Torr. En revanche les valeurs mesurées à k_7 augmentent très fortement avec la pression initiale. Nous avons mesuré pour certaines orientations de $\vec{k_7}$,

$$n_e S(k_7) \simeq 10^{20} \text{ cm}^{-3} \text{ à } 8 \text{ Torr},$$
$$\text{et } n_e S(k_7) \simeq 10^{23} \text{ cm}^{-3} \text{ à } 15 \text{ Torr}.$$

Nous pensons que les signaux très importants sont dus à des fluctuations macroscopiques correspondant à des instabilités M.H.D. et donnant lieu à une diffusion cohérente suivant des vecteurs d'ondes bien précis (§ III.5).

On sait en effet que lors de l'accélération de la surface de discontinuité entre le plasma et le champ magnétique, des instabilités de

PROPAGATION

8 Torr D_2

point observé { z = - 14 mm
r = 35 mm

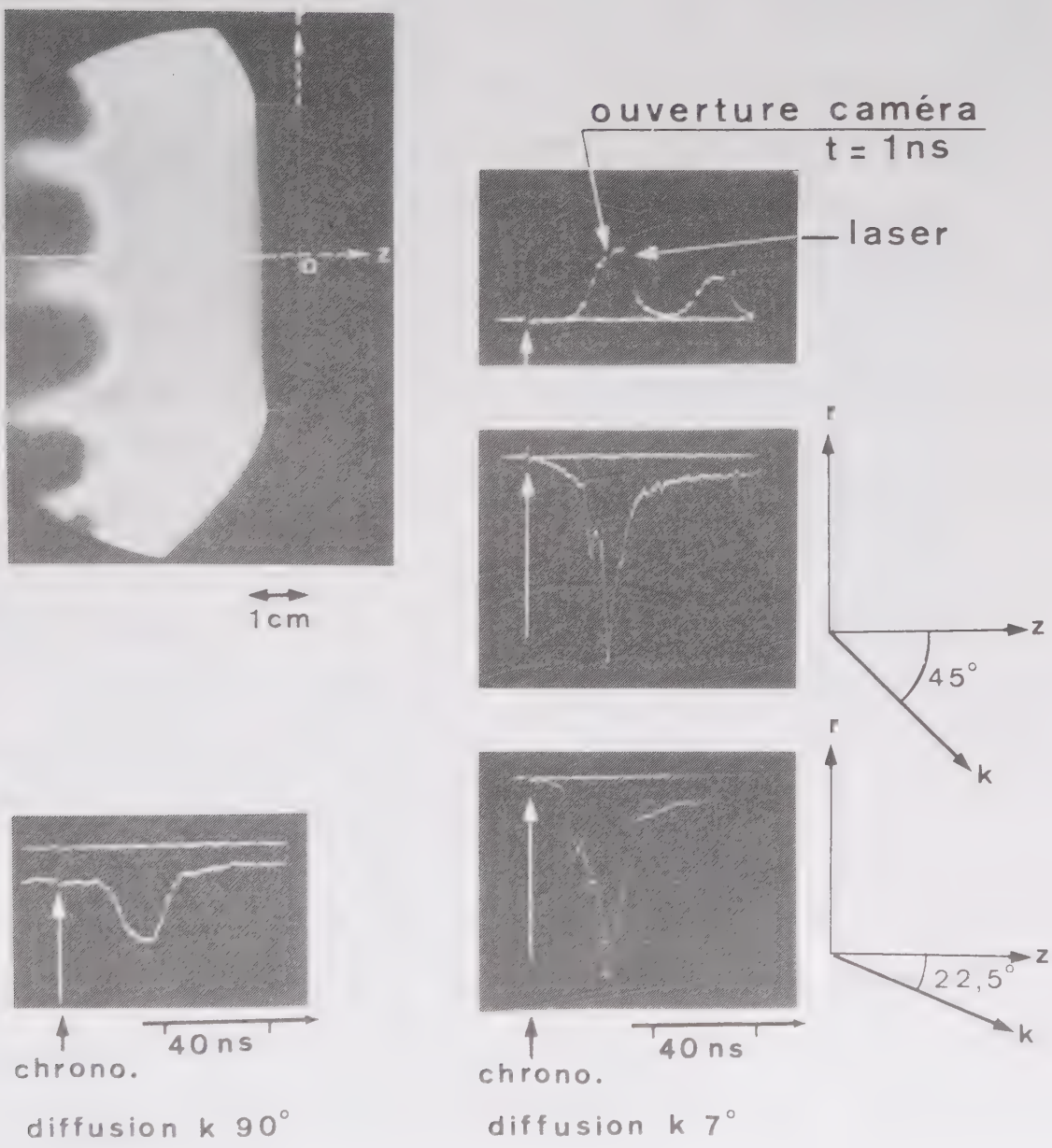


Fig.IV.24. Etude de la phase de propagation
régime haute-pression

Rayleigh-Taylor peuvent se développer et ont été observées dans plusieurs expériences /IV,7,8/. Les instabilités observées, qui apparaissent comme figées pendant le passage du plasma dans le volume de diffusion, sont celles pour lesquelles il y a égalité entre le taux de croissance et le taux d'amortissement.

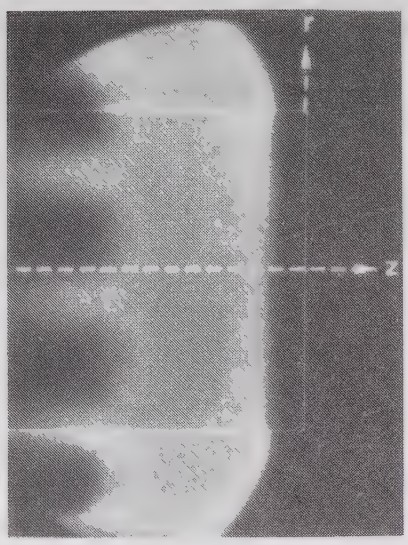
On peut également penser que ces signaux sont dus à l'apparition de structures filamenteuses voire tourbillonnaires dont nous avons déjà parlé (§ II.1.2). Dans le cas de notre installation on remarque que pour une pression initiale supérieure à 8 Torr de deutérium des filets lumineux se détachent sur les photographies de la décharge (Fig. IV-25).

Nous n'avons pas approfondi l'étude de la phase de propagation à haute pression, mais nous avons davantage étudié les faibles pressions 1 Torr à 3 Torr qui donnent les caractéristiques les plus intéressantes pour l'implosion.

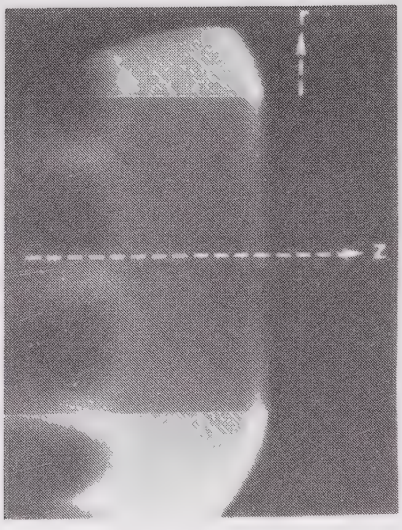
Dans ce régime basse pression les seuls signaux décelables proviennent donc d'une couche de 3 à 5 mm d'épaisseur qui correspond à la partie lumineuse du plasma. Nous n'avons pas pu étudier des points très près de l'anode car la lumière parasite due au laser devenait trop importante. Nous avons étudié des points situés à r = 30 mm et r = 35 mm soit respectivement 5 et 10 mm de l'anode.

En fait, même dans ce régime de pression et dans cette phase du plasma, la diffusion n'est pas toujours isotrope et reproductible. Plus précisement, au cours d'une rafale de tirs les résultats sont assez constants en général ; mais pour des conditions identiques, on observe souvent des différences sensibles d'une rafale à l'autre : la diffusion

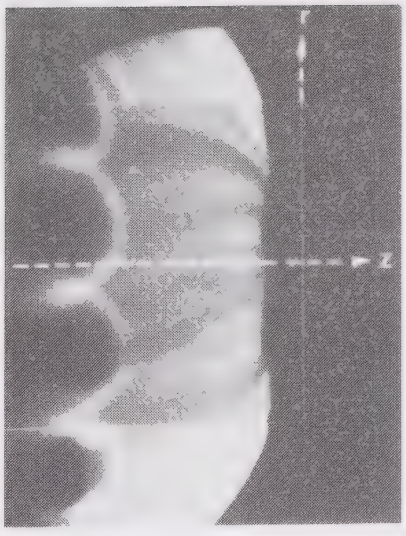
PHASE DE PROPAGATION



1 Torr



3 Torr



10 Torr

Fig.IV.25. Photographies du plasma pour différentes pressions initiales (deutérium)

à k_7 pouvant être isotrope ou anisotrope.

Nous avons remarqué que la probabilité d'obtenir une diffusion isotrope est plus grande à 1 Torr et près de l'anode (5 mm) là ou le champ magnétique azimutal est plus élevé. Nous avons également constaté que les signaux provenant du front avant ou du front arrière de la couche, signaux que l'on peut identifier pour leur durée inférieure à la durée de l'impulsion laser, correspondent à des diffusions isotropes.

Bien entendu toutes les décharges pour lesquelles la couche lumineuse ne présentait pas une symétrie et une régularité satisfaisantes n'ont pas été prises en compte.

La figure (IV-26) nous montre trois exemples de diffusion isotrope pour un point situé à 10 mm de l'anode et pour une pression initiale de 1 Torr de deutérium.

Nous avons $n_e S(k_7) = 1{,}2.10^{17}$ cm^{-3} et $n_e S(k_{90}) = 5.10^{16}$ cm^{-3}. Si l'on suppose $T_e = T_i$ ce qui paraît raisonnable pour cette phase et $\alpha_7 > 2$ ce qui se vérifie par la suite, ces mesures nous donnent : ($\alpha_7 = (k_7 \lambda_D)^{-1}$ est la valeur du paramètre de Salpeter pour l'observation à 7°).

$$r = 35 \text{ mm}, \quad z = -14 \text{ mm}$$

$$n_e = 2{,}4.10^{17} \pm 0{,}4.10^{17} \text{ cm}^{-3}$$

$S(k_{90}) = 0{,}21 \pm 0{,}04$ d'où $\alpha_{90} = 1{,}2 \pm 0{,}2$ "voir courbe (Fig. III-3)

$$\lambda_D = 6{,}7.10^{-6} \pm 10^{-6} \text{ cm}$$

$$T_e = 20 \pm 10 \text{ eV}$$

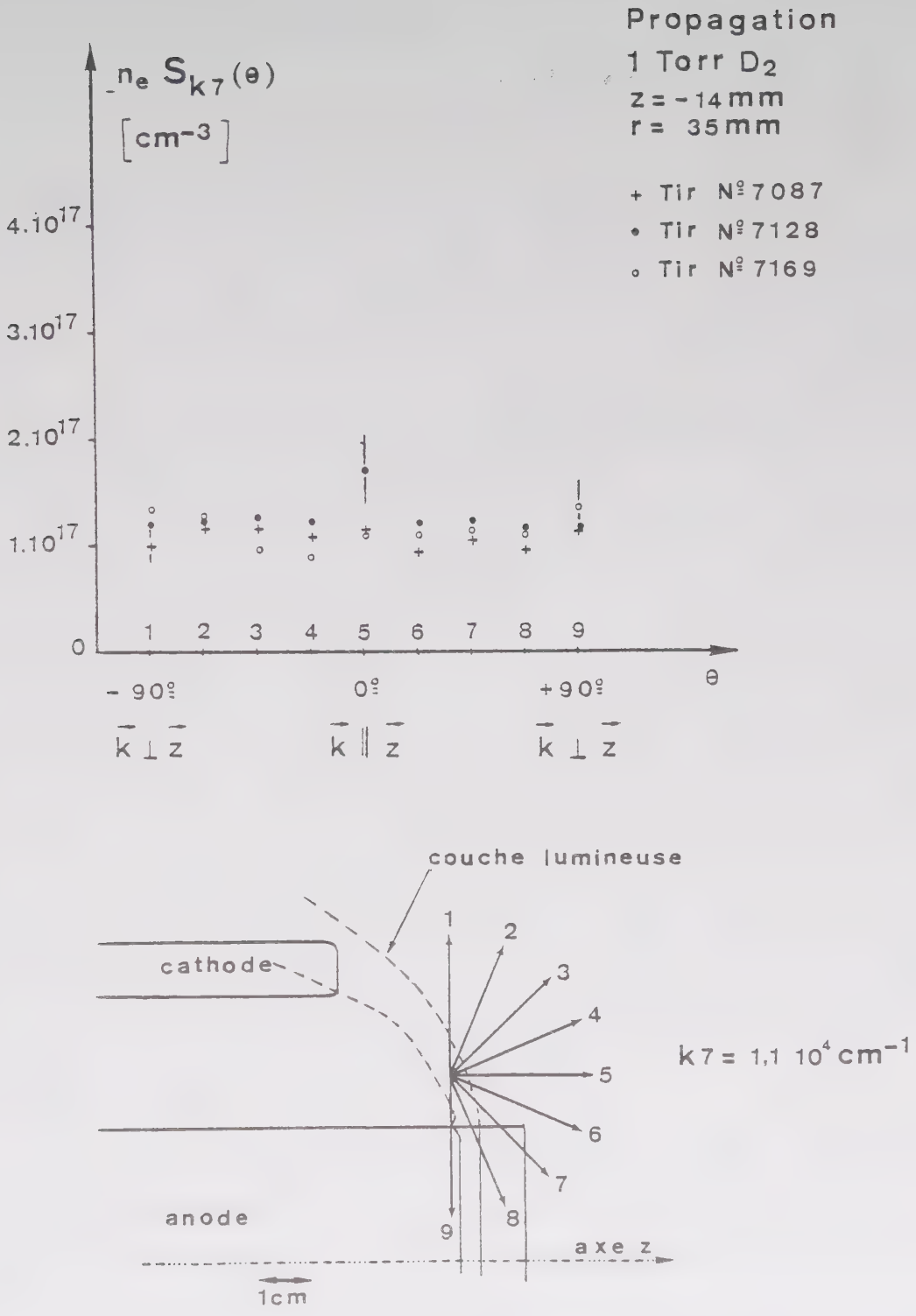


Fig.IV.26. Diffusions isotropes

On obtient aussi des diffusions isotropes pour le point r = 30 mm, z = - 5 mm soit 5 mm de l'anode d'où :

$$n_e = 5.10^{17} \pm 10^{17} \text{ cm}^{-3}$$

$$S(k_{90}) = 0,25 \pm 0,1 \text{ d'où } \alpha_{90} = 1,4 \pm 0,4$$

$$\lambda_D = 5,6.10^{-6} \pm 10^{-6} \text{ cm}$$

$$T_e = 35 \pm 20 \text{ eV}$$

Ces mesures indiquent donc des gradients de température et de densité assez importants le long de la couche.

La figure (IV-27) montre des exemples de diffusions anisotropes obtenues dans les mêmes conditions expérimentales que précédemment. La distribution angulaire présente généralement 1 ou 2 maximums qui sont 3 à 5 fois plus intenses que le niveau thermique que l'on peut identifier dans le cas isotrope. Une direction privilégiée ressort nettement : c'est la direction $\vec{j} \times \vec{B}$ si l'on admet $\vec{B}$ azimutal et $\vec{j}$ le vecteur courant suivant la couche lumineuse. L'autre direction semble moins bien définie mais se situe suivant $\vec{j}$ ou à un canal, soit à 22° de $\vec{j}$. La présence aléatoire de ces maximums ainsi que leur niveau relativement faible nous amènent à attribuer cette diffusion à des fluctuations suprathermiques très fortement amorties.

Les figures (IV-28-29) montrent des exemples de distributions angulaires obtenues pour une pression initiale de 3 Torr de deutérium. Des constatations analogues peuvent être faites et l'on y retrouve les deux directions particulières. Il faut toutefois signaler que la proportion de diffusions anisotropes nous est apparue plus importante à

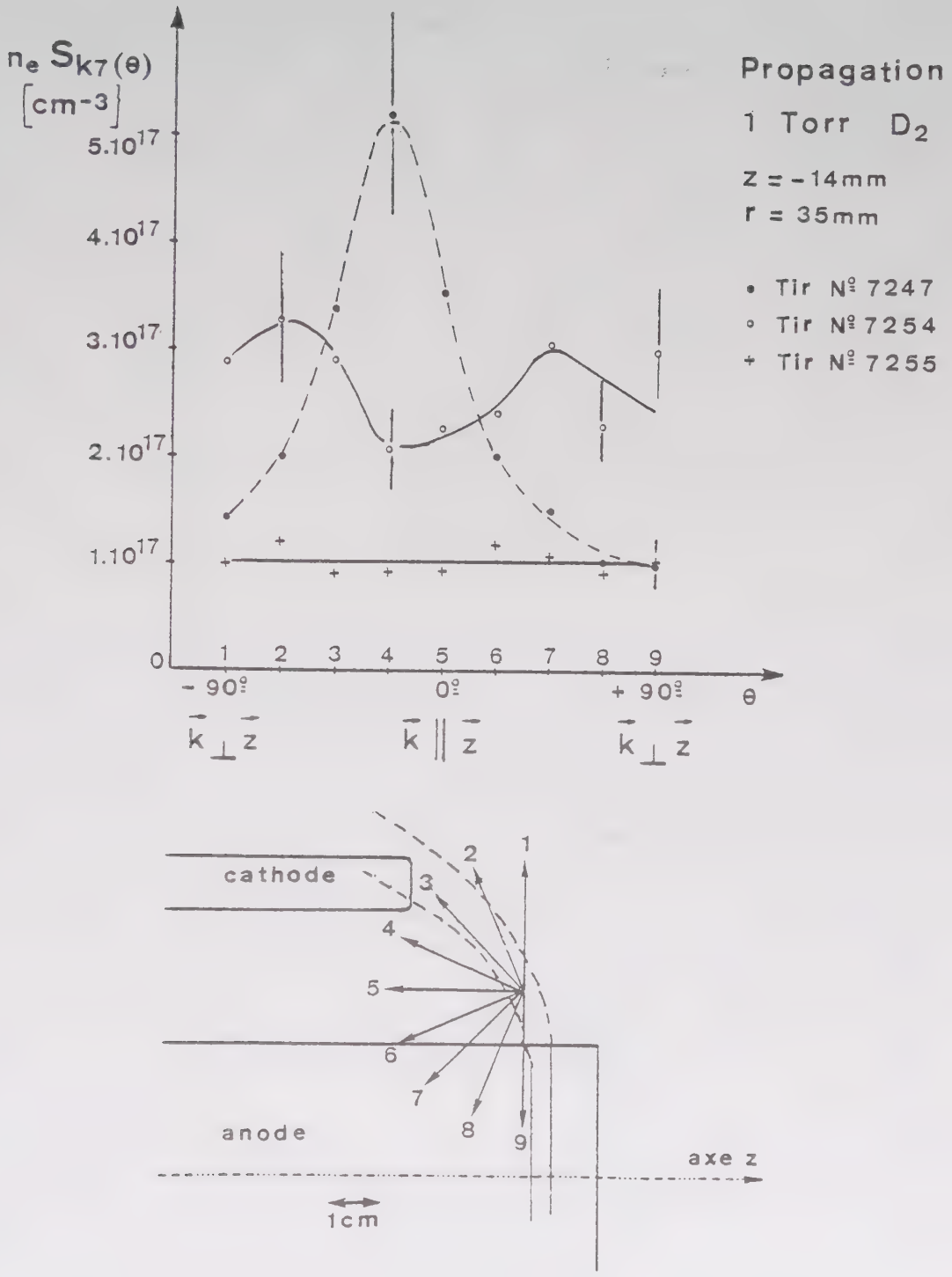


Fig.IV.27. Distribution angulaire des fluctuations

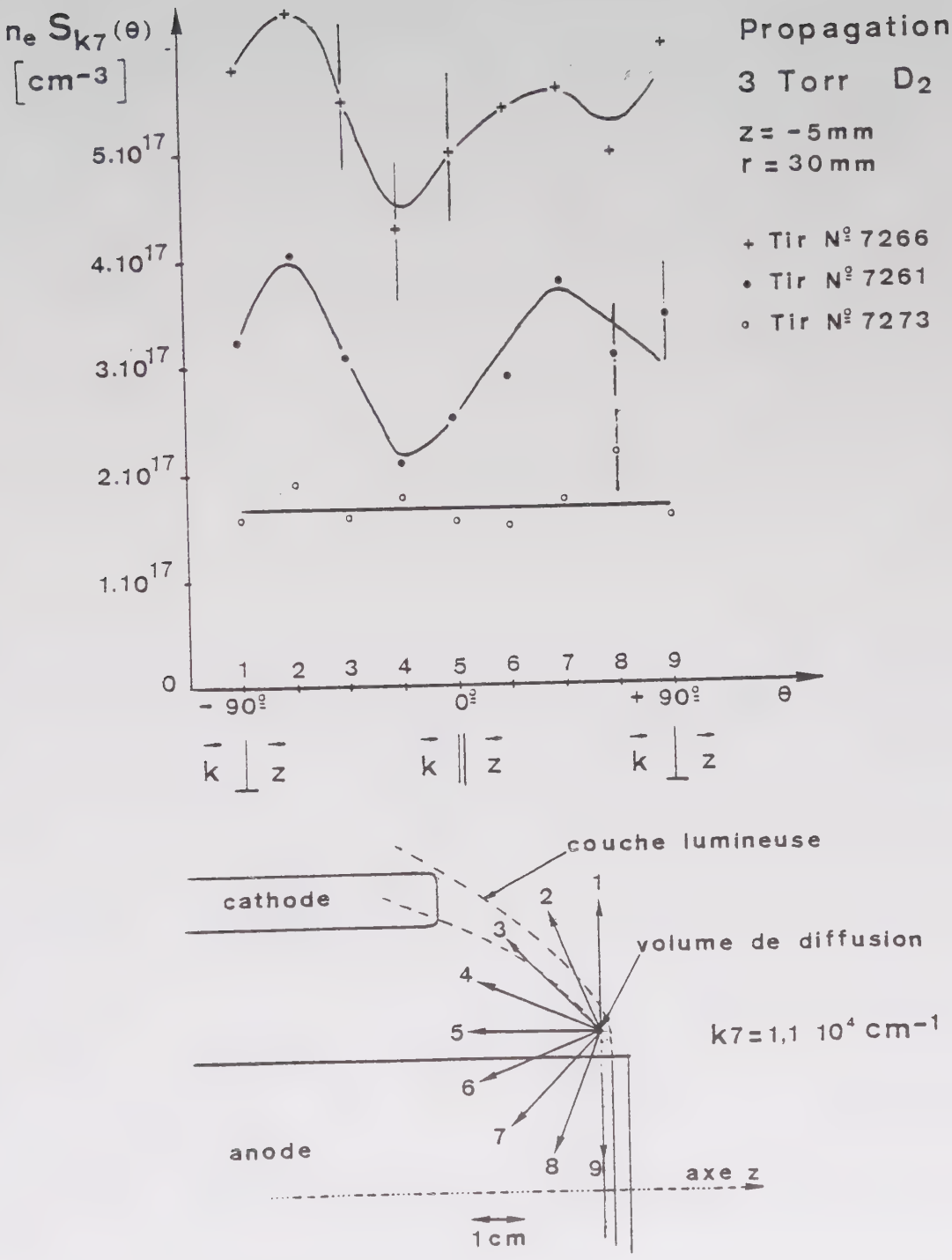


Fig.IV.28. Distribution angulaire des fluctuations

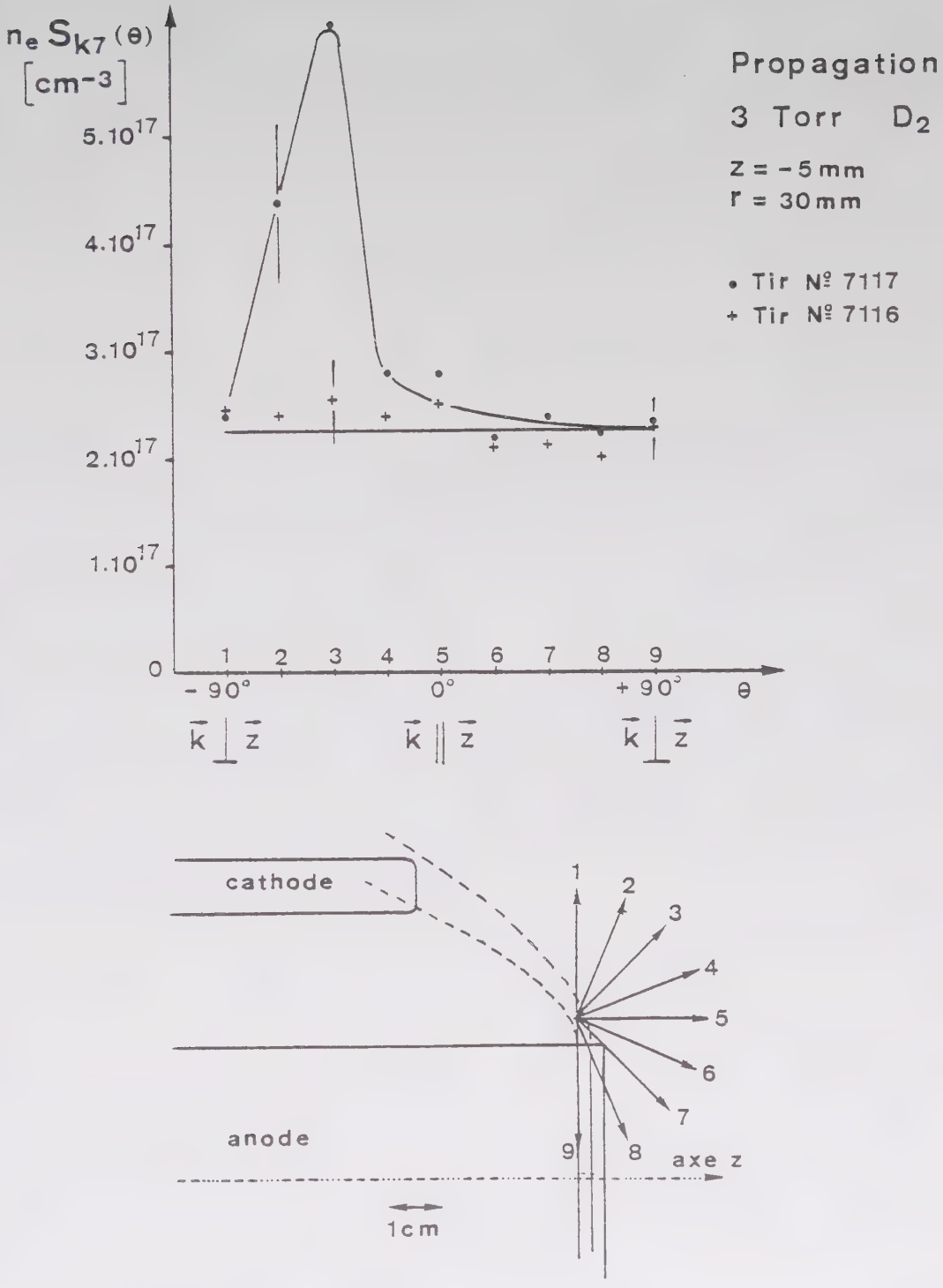


Fig.IV.29. Distribution angulaire des fluctuations

3 Torr qu'à 1 Torr, en particulier, pour le point le plus éloigné de l'anode ($\bar{r}$ = 35 mm).

Les valeurs de densité que nous pouvons déduire des mesures effectuées à 3 Torr et r = 30 mm se situent dans l'intervalle :

$$3{,}5.10^{17} \text{ à } 7.10^{17} \text{ cm}^{-3}$$

et les valeurs de température sont en moyenne plus faibles qu'à 1 Torr : 10 à 30 eV.

Dans les cas où la diffusion est anisotrope pour le nombre d'onde k_7, il est difficile d'estimer la température de la couche. On peut supposer que le minimum $\left(n_e S(k_7) \text{ min.}\right)$ de la distribution angulaire correspond au niveau thermique, et le comparer à la valeur mesurée pour le nombre d'onde k_{90}. Cette hypothèse nous conduit souvent à des valeurs inférieures de la température par rapport au cas de la diffusion isotrope. Mais nous avons constaté que dans certains cas $n_e S(k_{90})$ est supérieur à $\left(n_e S(k_7) \text{ min.}\right)$. On a mesuré par exemple :

$$n_e S(k_{90}) = 3{,}5.10^{17} \approx 2\, n_e S(k_7)$$

Ceci n'est pas explicable dans le cadre de la théorie des plasmas en équilibre thermique. Il est donc vraisemblable dans ces cas particuliers que même pour le nombre d'onde k_{90} le niveau des fluctuations soit légèrement supérieur au niveau thermique.

Nous pouvons donc dire que lorsque la pression initiale est élevée, la couche de plasma, pendant la phase de propagation, est hétérogène par suite d'instabilités M.H.D. ou de filamentations. Lorsque la pression est faible, les seuls signaux détectables ($n_e S(k) > 5.10^{16}$ cm^{-3}) proviennent d'une couche de plasma de 3 à 5 mm d'épaisseur qui se confond (précision 1 mm) avec la couche lumineuse observée par une caméra. Cette couche apparaît stable ou à la limite de la stabilité, le niveau des fluctuations ne dépassant pas 3 à 5 fois le niveau thermique. L'alternance d'une diffusion isotrope à une diffusion anisotrope d'un tir à l'autre semble bien être la preuve de phénomènes statistiques. Il paraît probable qu'au cours d'une décharge, certaines régions soient stables et d'autres moins. Deux directions privilégiées où les fluctuations sont plus intenses apparaissent assez bien déterminées et correspondent vraisemblablement à des modes instables distincts.

Ajoutons que les valeurs de température et de densité données dans le cas où la couche apparaît comme stable sont très voisines de celles obtenues par des calculs magnétohydrodynamiques /IV,9-11/. Une comparaison précise n'est toutefois pas possible car les conditions initiales sont légèrement différentes.

CHAPITRE V

DISCUSSION ET INTERPRETATION DES RESULTATS

V - DISCUSSION ET INTERPRETATION DES RESULTATS

V.1 - Origine des signaux observés

Dans ce qui précède, nous avons interprété les signaux obtenus comme de la lumière laser diffusée par le plasma lors de la phase de propagation et lors de la phase d'implosion. Nous devons toutefois examiner soigneusement s'il s'agit bien de diffusion par les fluctuations de densité microscopique du plasma. En effet les signaux pourraient être dus à de la lumière laser parasite réfractée par les gradients d'indice optique du plasma, à de la diffusion Rayleigh provenant d'un gaz non ionisé, ou encore à de la diffusion cohérente provenant des variations macroscopiques de la densité électronique (§III.5) /V,1/.

La réfraction d'un faisceau laser par un gradient d'indice peut être calculée par les formules usuelles de l'optique. Soit une onde électromagnétique plane se déplaçant suivant x et traversant un plasma non homogène d'épaisseur ℓ_x présentant un gradient d'indice $\frac{\partial N}{\partial y}$ perpendiculaire à la direction x. La déviation θ du faisceau a lieu dans la direction du gradient et a pour valeur, dans la limite des faibles déviations

$$\theta = \int_0^{\ell_x} \frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial y} \, dx \approx \ell_x \overline{\frac{\partial N}{\partial y}}$$

L'indice optique du plasma a pour valeur :

$$N = \left[1 - \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_o} \right)^2 \right]^{1/2}$$

où ω_{pe} est la fréquence plasma et ω_o la fréquence de l'onde électromagnéti

Dans notre cas N est voisin de 1 car $\omega_{pe} < 10^{14}$ s^{-1}, et ω_o la fréquence du laser à rubis est égale à 2,7 10^{15} s^{-1}. Par suite θ est proportionnel à la valeur moyenne $\frac{\partial \overline{N}}{\partial y}$ du gradient d'indice le long de la direction de propagation et donc au gradient de densité électronique $\frac{\partial \overline{n_e}}{\partial y}$ puisque $N = 1 - \frac{e^2}{2 \varepsilon_0 m_e \omega_o^2} n_e$ où e et m_e sont la charge et la masse de l'électron et ε_0 la constante diélectrique du vide. Nous avons donc

$$\theta = \frac{e^2}{2 \varepsilon_o m_e \omega_o^2} \ell_x \frac{\partial \overline{n_e}}{\partial y}$$

soit : $\theta = 2{,}18\ 10^{-22}\ \ell_x \frac{\partial \overline{n_e}}{\partial y}$

où θ est exprimé en rad., $\frac{\partial \overline{n_e}}{\partial y}$ en cm^{-4} et ℓ_x en cm.

Pour estimer la valeur du gradient de densité correspondant àu front de choc et au piston magnétique pendant la phase de propagation, nous pouvons utiliser les résultats des calculs M.H.D. bidimensionnels /V,2/. Ces deux gradients ont des valeurs voisines de l'ordre de 10^{18} cm^{-4}. Dans notre expérience le faisceau laser traverse les gradients de densité suivant 1 cm maximum. Nous obtenons donc une déviation maximum : $\theta = 2.10^{-4}$ rad. = 0,01° ce qui est tout à fait négligeable pour notre observation à 7°. Aux niveaux des diaphragmes de collimation, le déplacement du faisceau laser est de 4.10^{-2} mm. Cette valeur est beaucoup trop faible pour envisager que la déflection du faisceau laser entraîne un accroissement de la lumière parasite. Pour la phase d'implosion, l'étude strioscopique qui a été faite sur une machine équivalente

à la notre /V,3/ nous permet de connaître les déviations maxima effectivement mesurées. Celles-ci sont de l'ordre de 0,06° et nous montrent donc que les effets strioscopiques sont négligeables dans notre expérience de diffusion.

De même la diffusion Rayleigh par des atomes neutres ne peut expliquer nos résultats car d'une part la section efficace de diffusion Rayleigh est environ mille fois plus faible que la section efficace de diffusion Thomson et d'autre part elle donnerait lieu à une diffusion isotrope.

Pendant une partie de notre étude, nous avons placé une cellule photoélectrique pour mesurer l'intensité du faisceau laser après la traversée du plasma. En aucun cas nous n'avons mis en évidence une atténuation du faisceau même lorsque celui-ci avait traversé les zones les plus denses du filament de plasma. Le plasma étudié est donc bien totalement transparent pour l'onde laser considérée. Lorsque les signaux diffusés étaient très intenses nous les avons mesurés en plaçant des atténuateurs soit sur le faisceau de lumière diffusée soit sur le faisceau laser incident. Les résultats obtenus dans ces deux cas se sont avérés identiques aux variations statistiques près. Par conséquent nous pouvons dire que la diffusion observée est linéaire.

Examinons maintenant la plausibilité d'une diffusion cohérente due aux variations macroscopiques de la densité électronique du plasma. Nous avons vu (§ III.5) qu'un gradient de densité ayant une direction donnée entraîne une diffusion cohérente maximum lorsque le vecteur de diffusion $\vec{k} = \pm (\vec{k}_o - \vec{k}_D)$ est suivant cette direction.

Dans l'article de la référence /V,1/, Weinstock a considéré le cas d'un cylindre de plasma pour lequel la densité électronique présente une distribution gaussienne. En suivant sa méthode nous allons faire une analyse de notre cas en utilisant une description qui se rapproche davantage de notre géométrie.

Considérons dans un repère cartésien x,y,z une couche de plasma stationnaire centrée sur le volume de diffusion ayant une distribution gaussienne de la densité électronique $<n(\vec{r}, t)>$ suivant la direction x.

Soit :

$$<n(\vec{r}, t)> = n^* e^{-a^2 r_x^2}$$

où n^* est la densité maximum au centre de la couche, $\frac{1}{a}$ est l'épaisseur à n^*/e de la couche dans la direction x et r_x est la composante du vecteur $\vec{r}$ suivant x.

La transformée de Fourier spatiale et temporelle de la densité

$$<n(\vec{k},\omega)> = \int_{-T/2}^{T/2} dt \int_V \underline{dr}\, e^{-i(\vec{k}.\vec{r} + \omega t)} <n(\vec{r},t)>$$

a pour valeur en supposant V et T suffisamment grands pour effectuer l'intégration sur des bornes infinies :

$$<n(\vec{k},\omega)> = \frac{8\pi^3 \sqrt{\pi}\, n^*}{a} \delta(\omega)\, \delta(k_y)\, \delta(k_z) \exp - \frac{k_x^2}{4a^2}$$

où nous avons utilisé la définition de la fonction δ

$$\delta(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-i\omega t}\, dt$$

Le nombre total d'électrons dans le volume de diffusion est :

$$N = \int \underline{dr} \quad \langle n\ (\vec{r},t)\rangle \simeq \frac{\sqrt{\pi}\ \ n^{*}\ L_z\ L_y}{a}$$

où L_x, L_y, L_z sont les dimensions du volume de diffusion suivant x,y,z avec $L_x >> 1/a$.

Connaissant $\langle n\ (\vec{k},\omega)\rangle$ nous pouvons calculer la valeur de $S_{coh.}$ qui vaut : (voir § III.5)

$$S_{coh.} = \frac{1}{NT} \left| \langle n\ (\vec{k},\omega)\rangle \right|^2$$

Nous utiliserons les équivalences suivantes :

$$\int_{-L_z/2}^{+L_z/2} dr_z\ e^{ik_z r_z} \simeq 2\pi\ \ \delta(k_z) \approx \begin{cases} L_z \text{ si } k_z = 0 \\ 0 \text{ si } k_z \neq 0 \end{cases}$$

$$\int_{-T/2}^{+T/2} dt\ e^{i\omega t} \simeq 2\pi\ \ \delta(\omega) \approx \begin{cases} T \text{ si } \omega = 0 \\ 0 \text{ si } \omega \neq 0 \end{cases}$$

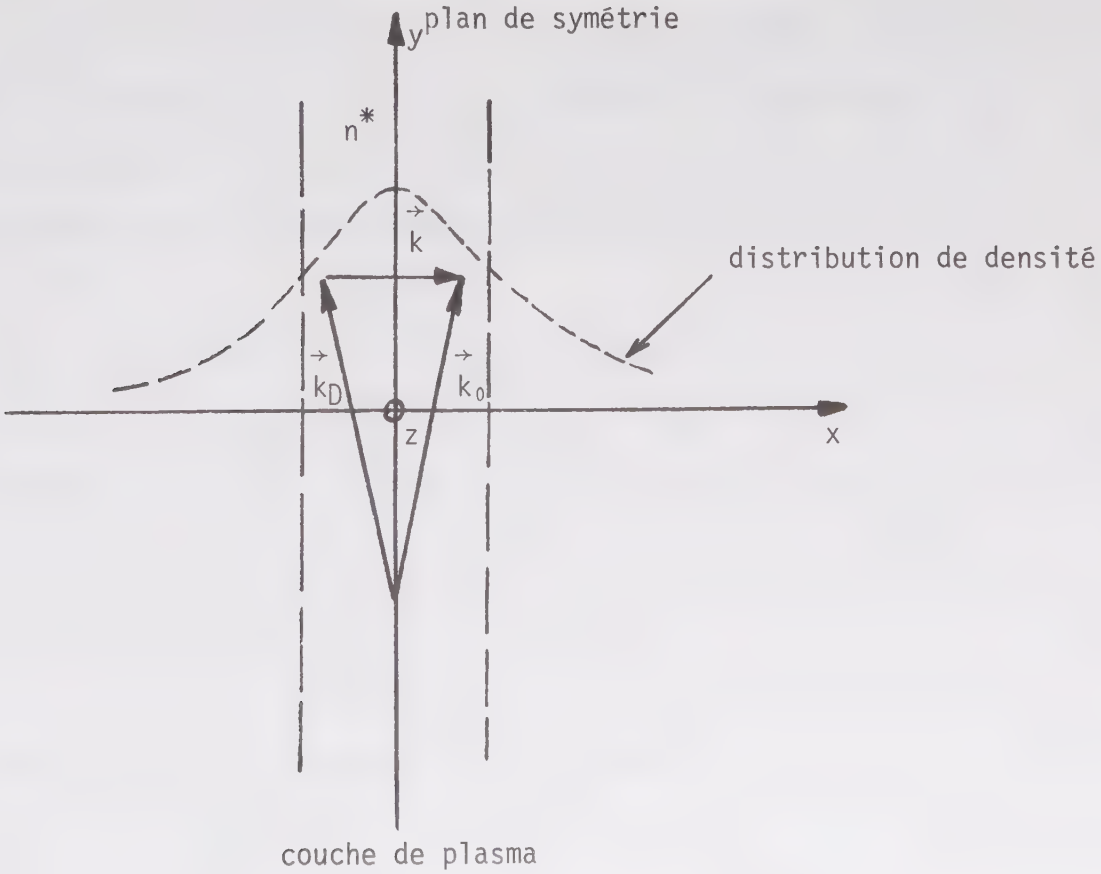
On obtient

$$S_{coh}\ (\vec{k},\omega) = \frac{1}{NT}\ \frac{64\ \pi^7\ n^{*}}{a^2}\ \frac{T}{2\pi}\ \frac{L_z}{2\pi}\ \frac{L_y}{2\pi}\ \delta(\omega)\ \delta(k_z)\ \delta(k_y)\ \exp - \frac{k_x^2}{2a^2}$$

Soit :

$$S_{coh}\ (\vec{k},\omega) = \frac{8\ \pi^3\ \sqrt{\pi}\ n^{*}}{a}\ \delta(\omega)\ \delta(k_z)\ \delta(k_y)\ \ \exp - \frac{k_x^2}{2a^2}$$

Sous cette forme nous voyons donc que la diffusion cohérente d'une couche de plasma non homogène stationnaire présentant un gradient de densité dans la direction x, est nulle sauf si nous avons simultanément $\omega = 0$, $k_z = 0$ et $k_y = 0$. C'est-à-dire que l'onde diffusée a même fréquence que l'onde incidente car $\omega = \omega_o - \omega_D = 0$ et que le vecteur de diffusion peut s'écrire $\vec{k} = k_x \hat{x}$ où $\hat{x}$ est un vecteur unitaire dans la direction de l'axe x. Par suite si k_o est le vecteur d'onde incident qui éclaire cette couche de plasma, la diffusion cohérente a lieu suivant le vecteur d'onde $\vec{k}_D$ tel que $\vec{k}_D = \vec{k}_o \pm \vec{k}$. Comme $\vec{k}_o$ et $\vec{k}_D$ ont même module, nous voyons que la seule façon de réaliser cette condition est que $\vec{k}_o$ et $\vec{k}_D$ soient symétriques par rapport au plan médian (y,z) de la couche de plasma (voir schéma ci-dessous).



Nous pouvons calculer

$$S_{coh}\ (\vec{k}) = \frac{1}{2\pi} \int S_{coh}\ (\vec{k},\omega)\ d\omega$$

en utilisant la relation :

$$\int \delta(\omega)\ d\omega = 1$$

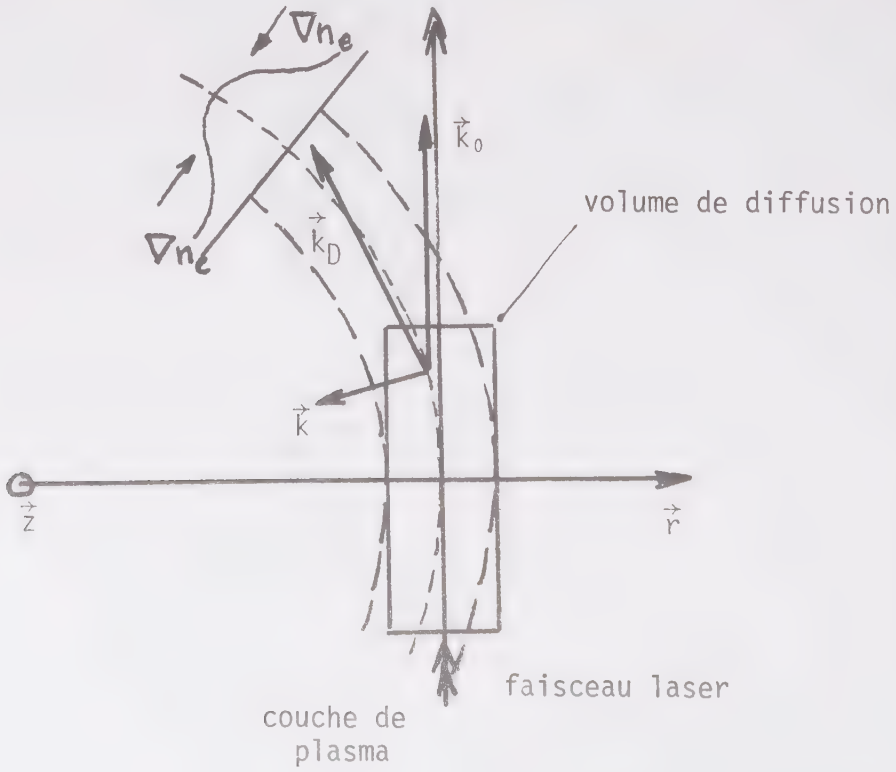
on obtient

$$S_{coh}\ (\vec{k}) = \frac{\sqrt{\pi}\ n^*\ L_z\ L_y}{a} \exp - \frac{k_x^2}{2a^2}$$

Soit :

$$S_{coh}\ (\vec{k}) = N \exp - \frac{k_x^2}{2a^2}$$

Le schéma ci-dessous montre comment une situation analogue peut être réalisée pour certaines régions du volume de diffusion lors de l'implosion de la couche de plasma. Nous voyons qu'en certains points, $\vec{k} = \pm (\vec{k}_o - \vec{k}_D)$ peut être rigoureusement parallèle aux gradients radiaux de la couche.



Supposons maintenant que les signaux obtenus pendant la phase d'implosion pour lesquels nous avons évalué $S(\vec{k}) \simeq 100$ soient dus à une diffusion cohérente par suite d'un gradient de densité électronique. Le modèle simplifié que nous venons de décrire permet de calculer la largeur 1/a du profil gaussien responsable de cette diffusion.

Le volume de diffusion mesure 6 mm de long et 0,8 mm de diamètre. La densité du plasma est de 5.10^{16} cm^{-3}. Si l'on suppose que la diffusion cohérente provient du dixième du volume, nous avons $N \simeq 10^{13}$ et par suite : $\frac{1}{a} \simeq 6.10^{-5}$ cm $\quad (k_7 = 1{,}1.10^{4}\ cm^{-1})$

Ce modèle simple nous montre malgré tout qu'il faut des gradients importants s'établissant sur des distances de l'ordre de 1/k pour que la diffusion cohérente intervienne notablement ($S_{coh} > S_{incoh}$). Par suite ce processus ne peut expliquer les signaux de diffusion importants que nous observons lors de la phase d'implosion, car ceux-ci émanent de couches épaisses (1 mm à basse pression - 1 cm à haute pression). En revanche nous ne voyons pas d'autre explication pour interpréter les signaux obtenus à très haute pression lors de la phase de propagation (§ IV.5.3. - fig. IV-24).

Enfin l'analyse en fréquence de la lumière observée que nous avons faite pendant une partie de notre étude (§IV.3) semble bien être la preuve la plus convainquante que les signaux obtenus pendant la phase d'implosion résultent d'une diffusion incohérente par les fluctuations microcopiques de densité électronique.

Examinons rapidement si le faisceau laser peut perturber le plasma. Nous conviendrons que le champ électrique E_o de l'onde électromagnétique est sans effet sur le plasma si la vitesse acquise par un électron pendant une période est faible devant sa vitesse d'agitation thermique, soit :

$$v = \frac{eE_o}{m_e \omega_o} \ll \left(\frac{2\,\kappa T_e}{m_e}\right)^{1/2} = v_{the}$$

La puissance du laser utilisé au niveau du plasma est de 2.10^{10} W.cm^{-2}, ce qui correspond à un champ électrique $E_o = 3{,}9\ 10^6$ V/cm et à une vitesse de l'électron $v = 2{,}5\ 10^6$ cm/s nettement inférieur à la vitesse thermique d'un électron de 2 eV ($v_{the} = 8.10^7$ cm/s). Par conséquent nous n'avons à redouter aucune perturbation du plasma par le faisceau laser.

Il est donc logique d'interpréter comme nous l'avons fait au chapitre IV, les signaux obtenus dans le cadre de la théorie de la diffusion d'une onde électromagnétique par un plasma, et les valeurs que nous avons déduites pour les grandeurs macroscopiques n_e, T_e, T_i peuvent permettre une comparaison critique avec des résultats de calculs M.H.D. En revanche nous devons expliquer l'origine des fluctuations microscopiques suprathermiques que nous avons mises en évidence dans certaines régions du plasma.

Les tableaux (V.1) et (V.2) récapitulent les principales caractéristiques du plasma de la couche dense pour les différents cas étudiés de la phase de propagation et de la phase d'implosion.

PHASE DE PROPAGATION COUCHE DENSE			
	1 Torr D_2 r = 35 mm z = -14 mm	1 Torr D_2 r = 30 mm z = -5 mm	3 Torr D_2 r = 30 mm z = -5 mm
n_e (cm^{-3})	$(2,4 \pm 0,4).10^{17}$	$(5 \pm 1).10^{17}$	3,5 à 7.10^{17}
λ_D (cm)	$(6,7 \pm 1).10^{-6}$	$(5,6 \pm 1).10^{-6}$	$(4,4 \pm 0,5).10^{-6}$
$T_e = T_i$ (eV)	20	35	10 à 30
ω_{pe} (s^{-1})	$2,75.10^{13}$	4.10^{13}	3,3 à $4,7.10^{13}$
τ_{ee} (s)	$\simeq 10^{-11}$	$\simeq 10^{-11}$	$(4 \pm 2).10^{-12}$
τ_{ei} (s)	4.10^{-8}	$3,5.10^{-8}$	8,5 à 22.10^{-9}

Tableau V-1 Caractéristiques du plasma de la couche dense à la fin de la phase de propagation.

PHASE D'IMPLOSION COUCHE DENSE (r = 12.5 mm) (z = 10 mm)			
	Régime Basse Pression 3 Torr D_2	Régime Haute Pression 8 Torr H_2	
		hyp : $T_e = T_i$	hyp : $T_e = T_i/4$
n_e	6.10^{17} cm^{-3}	$1,4.10^{18}$ cm^{-3}	$8,7.10^{17}$ cm^{-3}
ω_{pe}	$4,3.10^{13}$ s^{-1}	$5,7.10^{13}$ s^{-1}	$5,26.10^{13}$ s^{-1}
ω_{pi}	$7,25.10^{11}$ s^{-1}	$1,33.10^{12}$ s^{-1}	$8,7.10^{11}$ s^{-1}
T_e	75 eV	30 eV	16 eV
T_i	300 eV	30 eV	65 eV
λ_D	$8,3.10^{-6}$ cm	$3,2.10^{-6}$ cm	$3,2.10^{-6}$ cm
v_{the}	$3,6.10^{8}$ cm/s	$2,3.10^{8}$ cm/s	$1,7.10^{8}$ cm/s
v_{thi}	$1,2.10^{7}$ cm/s	$5,4.10^{6}$ cm/s	$7,9.10^{6}$ cm/s
ν	$2,7.10^{10}$ s^{-1}	$2,5.10^{11}$ s^{-1}	4.10^{11} s^{-1}
τ_{ee}	$3,7.10^{-11}$ s	4.10^{-12} s	$2,5.10^{-12}$ s
τ_{ii}	$1,8.10^{-8}$ s	$1,7.10^{-10}$ s	$1,3.10^{-9}$ s
τ_{ei}	$1,4.10^{-7}$ s	$7,3.10^{-9}$ s	$4,6.10^{-9}$ s

Tableau V-2- Caractéristiques de la couche dense pendant la phase d'implosion à 12,5 mm de l'axe.

Examinons maintenant les cas où les signaux diffusés ne sont pas compatibles avec ce que prévoit la théorie pour un plasma homogène et thermalisé et résumons les observations effectuées.

- Phase de propagation

Lorsque la pression initiale est très élevée, (8 à 15 Torr) contrairement à ce que l'on aurait pu penser, les signaux diffusés sont très intenses et très fluctuants (Fig. IV.24). Nous attribuons ce phénomène à de la diffusion cohérente émanant d'un plasma hétérogène où des gradients de densité importants résultent d'instabilités macroscopiques. Rappelons que ces régimes de pression ne donnent qu'une faible émission de rayonnement.

Lorsque la pression initiale est faible, (1 à 3 Torr) les signaux en provenance de la couche dense peuvent ne pas être isotropes et présenter pour certaines directions du vecteur de diffusion une amplitude deux à trois fois supérieure au niveau thermique. Nous avons confiance dans notre mesure et nous pensons qu'il s'agit réellement de fluctuations suprathermiques. Le plasma étant dense et collisionnel, celles-ci sont très amorties. Les causes peuvent en être des instabilités microscopiques qui prennent naissance dans la couche dense et se saturent à faible niveau ou encore, des instabilités qui sont excitées en dehors de la couche dense mais s'amortissent dans celle-ci. Il est intéressant de remarquer que ce phénomène apparaît statistiquement plus fréquemment pour les points de la couche les plus éloignés de l'électrode intérieure (anode) et pour une pression initiale plus élevée. D'aprés nos mesures, la couche de plasma est alors moins chaude et moins dense. Soulignons également que c'est

le régime donnant les faisceaux de particules les plus intenses (1 Torr) pour lequel nous observons les diffusions les plus isotropes et où par conséquent la couche de plasma apparaît le plus stable pendant la phase de propagation.

- Phase d'implosion

Au cours de la phase d'implosion on met en évidence des signaux diffusés qui correspondent à un niveau de fluctuations 50 à 100 fois supérieur au niveau thermique quelle que soit la pression initiale. On doit cependant faire une distinction entre les deux régimes de pression.

A haute pression (6 à 8 Torr) les signaux suprathermiques émanent de deux régions situées de part et d'autre de la couche de plasma dense. La première région précède la couche dense, sa densité est $\lesssim 5.10^{16}$ cm^{-3} et son épaisseur 8 mm lorsque la couche dense est à 20 mm de l'axe. La deuxième région suit la couche dense, sa densité est également $\lesssim 5.10^{16}$ cm^{-3} et son épaisseur est de 10 mm lorsque la couche dense est focalisée sur l'axe. Pour ces deux régions nous avons mesuré la distribution angulaire des fluctuations suprathermiques.

A faible pression (1 à 3 Torr), on ne détecte pas de signaux devant la couche dense. Les signaux suprathermiques observés proviennent uniquement de la région qui suit la couche dense. Cette région est beaucoup plus étroite qu'à haute pression. Sa densité est $\lesssim 5.10^{16}$ cm^{-3} et son épaisseur est de 1 mm lorsque la couche dense est à 12 mm de l'axe. Cette région s'élargit au cours de l'implosion et le niveau des fluctuations augmente lorsqu'elle se rapproche de l'axe. Toutefois les résultats expérimentaux sont insuffisants pour en dégager une évolution temporelle valable compte tenu du manque de reproductibilité de cette phase.

Les fluctuations suprathermiques sont anisotropes et nous avons mesuré leur distribution angulaire. Nous avons également mesuré le spectre en fréquence des fluctuations suprathermiques.

Notons enfin que comme pour la phase de propagation, la couche de plasma dense à laquelle nous avons attribué un comportement thermique peut présenter pour certaines directions privilégiées de vecteur d'onde un niveau des fluctuations 2 à 3 fois plus important que la valeur moyenne des autres directions.

Dans les paragraphes qui suivent, nous nous proposons d'examiner si des instabilités microscopiques connues peuvent rendre compte des fluctuations suprathermiques observées.

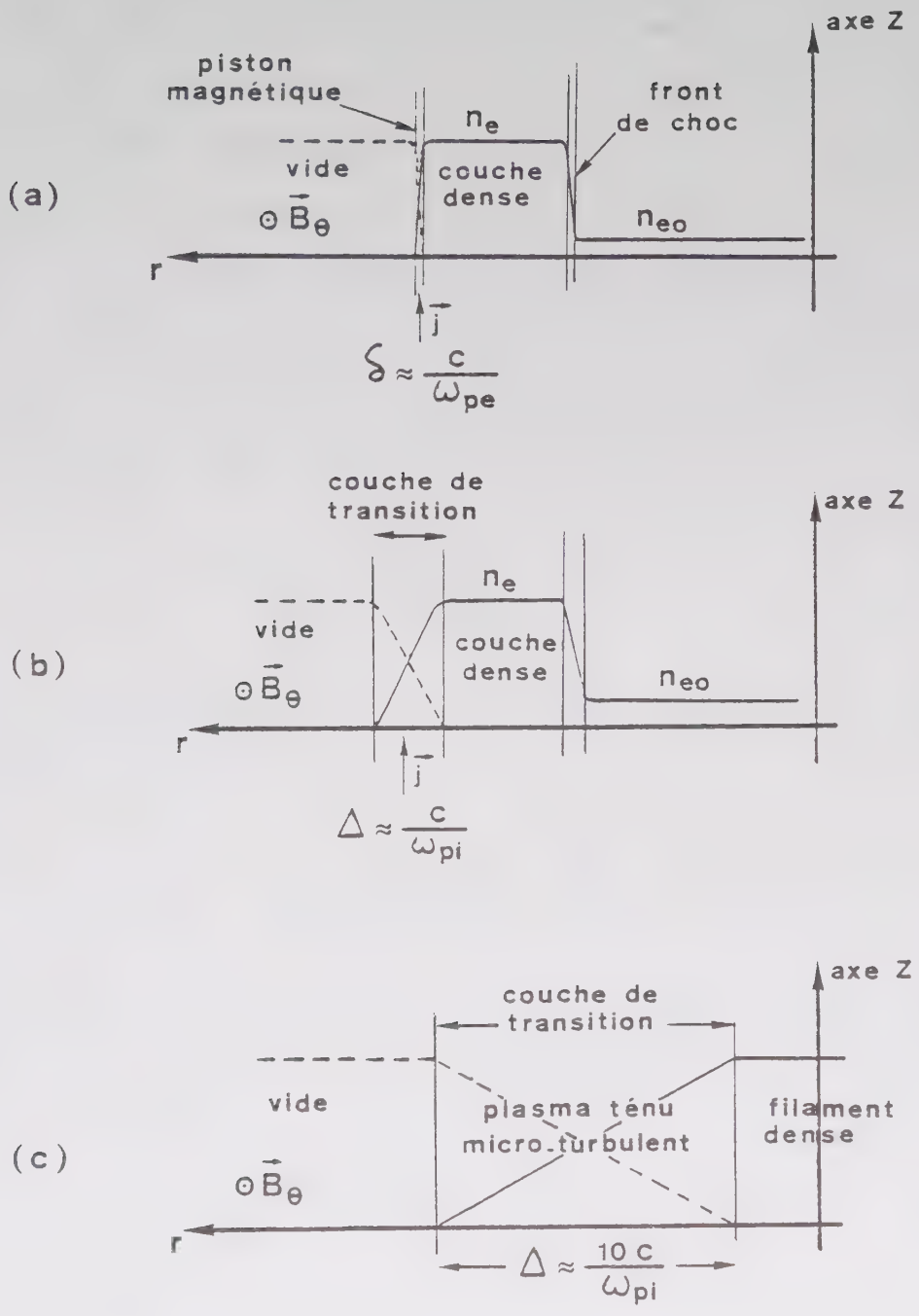
Essayons de sélectionner ce qui est fondamental dans cette expérience. Une "bonne" décharge présente des singularités sur les signaux électriques V(t) et dI/dt et émet un rayonnement important (voir § II.1. 3.4). C'est parce que le plasma qui implose, prend une résistance anormale que l'on observe ces singularités. Les faisceaux de particules les plus intenses sont émis dans le régime basse pression pour lequel la résistance atteint une valeur maximum. On doit donc logiquement associer les fluctuations suprathermiques observées pendant l'implosion à cette résistance anormale. Dans toutes les décharges, quel que soit le régime de pression, une observation demeure et est à notre avis essentielle : dès la phase d'implosion, lorsque les singularités électriques commencent, un niveau très élevé des fluctuations s'établit dans la région de plasma ténu qui suit la couche dense. En partant de cette observation, nous nous

appuierons sur un modèle simple et unique pour tous les régimes de pression. Cela nous permettra d'estimer de deux façons différentes, la résistivité du plasma et par suite sa fréquence de collision effective. Nous pourrons alors confronter nos mesures et nos estimations à différents types d'instalilités.

V.2 - Instabilités créées par un courant électrique intense dans un plasma

Une revue complète des instabilités susceptibles de se développer dans une décharge électrique du type Focus n'a pas été faite à ce jour. On sait combien les phénomènes en jeu sont complexes ; aussi notre propos n'est-il pas de faire un travail exhaustif mais plutôt une première analyse afin d'examiner si parmi les instabilités connues certaines sont à même d'expliquer les résultats expérimentaux. Comme nous l'avons dit précédemment, nous nous limiterons au cas de la phase d'implosion pour laquelle les signaux détectés sont dans tous les cas nettement suprathermiques.

Pour faire cette analyse, il convient de partir d'un modèle pour la couche de plasma qui implose, choisi monodimensionnel dans un but de simplification. Dans un référentiel r, θ, z, la figure (V-1.a.) représente le modèle d'onde de choc sur lequel nous nous appuierons /V,4/. ($\hat{r}$, $\hat{\theta}$, $\hat{z}$ sont des vecteurs unitaires). La vitesse d'implosion est : $\vec{V} = v_r \hat{r}$. En partant de l'axe nous rencontrons successivement le gaz avant le choc, le front de choc, le plasma dense après le choc, le piston magnétique et le vide. La densité du gaz augmente très rapidement de



ig.V.1. (a) Structure d'une onde de choc dans un plasma de conductivité infinie

(b) Régime basse pression – en cours d'implosion

(c) Régime haute pression – en fin d'implosion

n_{eo} à n_e lors du passage du front de choc. Dans la couche dense, la densité et la température sont élevées (voir tableau V-2). Le plasma de la couche dense se comporte comme un milieu diamagnétique où la pression $p \simeq nKT$ est très supérieure à la pression magnétique $B^2/2\,\mu_o$ /V,5/. Par suite le champ magnétique est nul et aucun courant électrique macroscopique ne circule dans la couche dense. Le courant électrique de densité $\vec{j} = j_z.\hat{z}$ s'écoule dans le piston magnétique ou couche de transition dans laquelle l'induction magnétique $\vec{B}$ pénètre le plasma. Pour un plasma de faible résitivité ($\eta \to o$) la couche de transition doit avoir une épaisseur très fine de l'ordre de /V-6/ :

$$\delta \approx \frac{c}{\omega_{pe}}$$

L'induction magnétique $\vec{B}$ et la densité de courant $\vec{j}$ sont reliées par l'équation de Maxwell

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_o \vec{j}$$

où l'on néglige le courant de déplacement. On a donc un champ purement azimutal $\vec{B} = B_\theta\,\hat{\theta}$ avec :

$$B_\theta(r,t) = \frac{\mu_o}{2\,\Pi r} \int_o^r j_z(r',t) 2\,\Pi r' dr'$$

La valeur maximum de $\vec{B}$ est sur le bord extérieur de la couche de courant ($r = a(t)$) et a pour expression : $B_M = \frac{\mu_o I}{2\,\Pi a}$ où I est le courant total

circulant dans la striction. La loi d'Ohm s'écrit :

$$\eta \vec{j} = \vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}$$

où $\vec{E}$ est le champ électrique total qui est la somme du champ électrique induit $\vec{E}_i$ et du champ électrostatique $\vec{E}_s$ que nous négligerons. $\vec{v} \times \vec{B}$ représente la force d'origine magnétique due au déplacement de la couche. Le champ électrique induit est donné par :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}_i = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

ce qui nous donne après développement du rotationnel et compte tenu de la symétrie cylindrique : $\vec{E}_i = E_{iz}\, \hat{z}$

$$\frac{\partial E_{iz}(r,t)}{\partial r} = \frac{\partial B_\theta(r,t)}{\partial t}$$

Le champ $\vec{E}_i$ est dû à la déformation du circuit électrique et à la variation temporelle du courant total $\frac{dI}{dt}$ dans ce circuit. Les mesures électriques effectuées nous permettent donc de déterminer la valeur moyenne du champ électrique.

Dans la couche de transition de densité électronique n_e, le courant électrique qui circule orthogonalement à $\vec{B}$, impose une vitesse de dérive v_D dans la direction $\hat{z}$, dans le sens négatif. Si $\vec{v}_e$ et $\vec{v}_i$ sont les vitesses macroscopiques électronique et ionique , on a :

$$\vec{j} = n_e e\, (\vec{v}_i - \vec{v}_e) = - n_e e \vec{v}_D$$

où e est la charge de l'électron.

Les électrons et les ions sont en outre soumis à la dérive radiale : $\vec{v}_{dr} = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2}$ de même sens et de même valeur pour les deux types de particules, soit :

$$\vec{v}_{dr} = - \frac{E_z}{B_\theta} \hat{r}$$

ainsi qu'à une dérive due au gradient de l'induction magnétique $\vec{\nabla B^2}$ orthogonal à $\vec{B}$ qui est dirigée suivant $\hat{z}$ pour les électrons et en sens inverse pour les ions. Cette dérive de gradient a pour expression /V-5/ :

$$\vec{v}_{d\ grad} = \frac{m_{e,i}\ v_i^2\ (\vec{B} \times \vec{\nabla B^2})}{4\ q_{e,i}\ B^4}$$

Le courant résultant est donc opposé au courant total, mais il est négligeable dans notre cas.

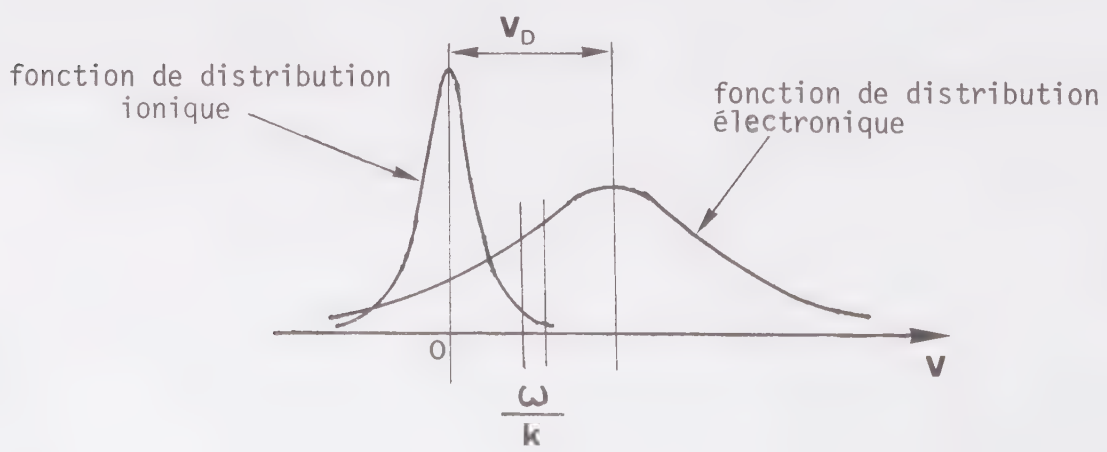
Nous négligerons également la vitesse de dérive associée à la courbure des lignes de champ qui est très faible pour les points éloignés de l'axe que nous considérons. Le rayon de giration des électrons $\rho_e = \frac{v_{the}}{\omega_{ce}}$ est très faible devant l'épaisseur de la couche de transition Δ comme nous le verrons par la suite, et par conséquent ces dérives interviennent pour les électrons. En revanche le mouvement des ions est vraisemblablement moins affecté en particulier dans le régime basse pression.

Ce modèle s'adapte donc bien aux observations effectuées pendant la phase d'implosion : les signaux de diffusion de niveau thermique correspondent à la couche dense et les signaux suprathermiques émanent de la

couche de transition et nous révèlent que des micro-instabilités y sont excitées.

Telle que nous l'avons décrite la couche de transition apparaît comme une région non homogène ; néanmoins afin de simplifier nous la caractériserons par des grandeurs moyennes à un instant donné. Dan les calculs effectués par la suite nous ne retiendrons que la vitesse de dérive associée au courant électrique dû au générateur. Connaissant le courant total circulant dans la striction, l'épaisseur de la couche de transition et sa densité électronique, nous en déduirons : j, $< B >$ et v_D.

Donnons une image physique simple de la façon dont des instabilités microscopiques sont excitées dans un plasma parcouru par un courant intense. Dans un plasma à l'équilibre il existe des fluctuations de niveau plus ou moins faible, de toute fréquence et de toute longueur d'onde. Le niveau de chaque mode est limité par les mécanismes d'amortissement que sont les collisions et l'effet Landau. Dans une situation instable, l'énergie libre due au mouvement relatif des électrons et des ions, va permettre à certains modes d'être amplifiés. D'une façon générale, des instabilités se développent lorsque la vitesse de dérive v_D est de l'ordre de grandeur des vitesses d'agitation thermique des particules. La fonction de distribution des vitesses des électrons est alors globalement déplacée par rapport à la fonction de distribution des ions de la quantité v_D (voir schéma) :



Par suite, les ondes dont la vitesse de phase ω/k se situe entre les deux maximums sont amorties par l'effet Landau dû aux ions, mais amplifiées par les électrons, par le mécanisme inverse de l'effet Landau car la fonction de distribution des électrons a dans cette région une pente positive. On peut calculer le taux de croissance d'une instabilité à partir d'une théorie linéaire mais très rapidement les termes non linéaires deviennent importants et ne peuvent plus être négligés. Ils vont contribuer à un amortissement "non linéaire" des ondes instables /V,7/. Le plasma peut éventuellement atteindre un état quasi-stationnaire dans lequel il y a un équilibre entre l'énergie apportée par le courant et les mécanismes d'amortissement. Il est très difficile de suivre l'évolution d'une instabilité en détail, mais l'on peut observer un état où les fluctuations suprathermiques sont quasi-stationnaires. Les instabilités auront tendance à ramener le plasma vers l'équilibre, c'est-à-dire à diminuer v_D par un freinage accentué des électrons ce qui limitera le courant électrique.

La résistivité électrique d'un plasma est définie par le rapport /V-5/ :

$$\eta = - \frac{\vec{P}_{ei}}{n_e e \vec{j}}$$

où $\vec{P}_{ei}$ est le taux d'échange de quantité de mouvement des électrons sur les ions qui peut s'écrire sous la forme :

$$\vec{P}_{ei} = - n_e m_e \nu (\vec{v}_e - \vec{v}_i)$$

ν étant la fréquence de collision. Nous avons donc entre la fréquence de collision et la résistivité la relation :

$$\eta = \frac{m_e}{n_e e^2} \nu$$

Dans le cas où des instabilités sont présentes, les échanges de quantité de mouvement ne se font plus seulement par les collisions électron-ion à courte portée ($d \leqslant \lambda_D$) mais par des collisions "effectives" des électrons avec les ondes de plasma. La résistivité effective du plasma prend une valeur importante et elle est dite "anormale" ou plutôt anomale. On a alors la relation :

$$\eta_{eff} = \frac{m_e}{n_e e^2} \nu_{eff}$$

De même les autres coefficients de transport prennent des valeurs "anormales". En particulier, l'élargissement de la couche de transition (Fig. V-1.b.) est dû à la diffusion "anormale" du champ magnétique. Cet effet, à lui seul, a tendance à diminuer la densité de courant circulant dans la couche de transition et contribue à la saturation des instabilités et de la résistance du plasma. Mais l'effet géométrique de l'implosion, au contraire, diminue la section de la colonne de plasma et augmente la densité de courant. Ces deux effets ont donc des tendances opposées, mais lorsque l'implosion est rapide, les conditions demeurent propices au développement d'instabilités. La résistivité et la résistance du plasma augmentent progressivement au cours de l'implosion.

Rappelons que le régime basse pression pour lequel la vitesse

d'implosion est la plus grande correspond également à une valeur maximum de la résistance en fin d'implosion (§ II.1.3).

En fin d'implosion, l'épaisseur de la couche de transition devient comparable au rayon de la colonne (Fig. V-1.c.). On se trouve dans la situation où un filament de plasma dense est comprimé par un plasma faible densité micro-turbulent. Nous avons observé cet état dans le régime haute pression où le rayon final de la colonne est de l'ordre de 1 cm. Nous pensons qu'une situation comparable est obtenue dans tous les régimes de fonctionnement avec un rayon final d'autant plus faible que la pression initiale est basse et l'implosion rapide. La détermination du rayon final est difficile dans le régime basse pression car comme nous l'avons signalé : les écarts sont importants d'une décharge à l'autre, le phénomène très rapide et le niveau des fluctuations très élevé.

Le tableau (V-3) récapitule un certain nombre d'instabilités correspondant à des modes électrostatiques longitudinaux qui sont susceptibles de se développer au cours de l'interaction plasma-courant. Ces instabilités engendrent des fluctuations turbulentes et des collisions effectives qui donnent des valeurs anormales aux coefficients de transport et en particulier à la résistivité /V,8/. Le tableau (V-3) indique pour chaque instabilité, les conditions d'excitation, le taux de croissance, la fréquence et le nombre d'onde du mode le plus instable. Ces caractéristiques vont nous permettre d'examiner si l'une d'entre elles (ou plusieurs) peut expliquer nos résultats expérimentaux.

En l'absence de champ magnétique ou en négligeant son influence, deux instabilités sont bien connues . L'instabilité deux faisceaux de

INSTABILITES	CONDITIONS SEUIL	MODE LE PLUS INSTABLE			FREQUENCE DE COLLISION EFFECTIVE
		FREQUENCE	TAUX DE CROISSANCE	NOMBRE D'ONDE	
DEUX COURANTS ELECTRONS-IONS BUNEMAN	$V_D > V_{the}$	$\frac{1}{2^{4/3}} \left(\frac{m_e}{m_i}\right)^{1/3} \omega_{pe}$	$\frac{\sqrt{3}}{2^{4/3}} \left(\frac{m_e}{m_i}\right)^{1/3} \omega_{pe}$	$\omega_{pe} V_D^{-1}$	$\left(\frac{m_e}{m_i}\right)^{1/3} \omega_{pe}$
ACOUSTIQUE IONIQUE	$T_e \gg T_i$ $V_D > V_{ac}$	$\lesssim \omega_{pi}$	$\frac{1}{3}\left(\frac{\pi}{6}\frac{m_e}{m_i}\right)^{1/2} \frac{V_D}{V_{ac}} \omega_{pi}$	$\frac{1}{\sqrt{2}\lambda_D}$	$10^{-2}\frac{T_e}{T_i}\frac{V_D}{V_{ac}} \omega_{pi}$
BUNEMAN MODIFIEE DERIVE A LA FREQUENCE HYBRIDE BASSE	$T_i > T_e$ $T_e > T_i$ $V_D^2 > \frac{T_e + T_i}{m_i}$	$\sim \omega_{HB}$	$\sim \omega_{HB}$	$\lesssim \frac{1}{\rho_e}$	$\omega_{HB} \ell n \frac{4\pi n_e m_e C^2}{B^2}$
ONDES DE BERNSTEIN ELECTRONIQUES CYCLOTRONIQUE ELECTRONIQUE	$T_e > T_i$ $T_i < T_e$ $V_D \lesssim V_{the}$	$\ell\omega_{ce}$ $\ell = 1, 2, \ldots$	$\omega_{ce} \frac{V_D}{V_{the}}$	$\ell \frac{1}{\rho_e} < k < 2\ell \frac{1}{\rho_e}$	
ONDES DE BERNSTEIN IONIQUES CYCLOTRONIQUE IONIQUE	$T_i > T_e$ $V_D \geq \left(\frac{m_e}{m_i}\right)^{1/2} V_{thi}$	$\ell\omega_{ci}$ $\ell = 1, 2, 3, \ldots$	$T_e \to 0 \left(\frac{m_e}{m_i}\right)^{1/4} \omega_{ci}$ $T_e = T_i \quad 0{,}1\omega_{ci}$	$\frac{20}{\rho_i} < k < \frac{80}{\rho_i}$	

TABLEAU V.3. - INSTABILITES BASSE FREQUENCE ENGENDREES PAR L'INTERACTION PLASMA-COURANT

V_D : VITESSE DE DERIVE ELECTRONS-IONS - $V_{the,i}$: VITESSE THERMIQUE ELECTRONIQUE, IONIQUE - V_{ac} : VITESSE ACOUSTIQUE IONIQUE - $\omega_{pe,i}$: FREQUENCE PLASMA ELECTRONIQUE, IONIQUE - $\omega_{ce,i}$: FREQUENCE CYCLOTRONIQUE ELECTRONIQUE, IONIQUE - ω_{HB} : FREQUENCE HYBRIDE BASSE $\omega_{HB} = (\omega_{ce} \cdot \omega_{ci})^{1/2}$ - λ_D : LONGUEUR DE DEBYE - $\rho_{e,i}$: RAYON DE LARMOR ELECTRONIQUE, IONIQUE $\rho_{e,i} = V_{the,i}\omega_{ce,i}^{-1}$ - REFERENCES V-8,9,10,11,12,13,16,19,20,21,22.

Buneman se développe lorsque la vitesse de dérive v_D est suffisament élevée pour dépasser la vitesse thermique des électrons :

$$v_{the} = \left(\frac{2\kappa T_e}{m_e}\right)^{1/2}$$

Les fréquences des oscillations sont voisines de la fréquence plasma ionique $\omega_{pi} = \left(\frac{n_i e^2}{\varepsilon_o m_i}\right)^{1/2}$. Les ondes acoustiques ioniques qui sont des modes propres d'un plasma si la température électronique T_e est supérieure à la température ionique T_i, et dont la vitesse de phase est voisine de $v_{ac} = \left(\frac{\kappa T_e}{m_i}\right)^{1/2}$, sont instables dès que $v_D \gtrsim v_{ac}$.

La théorie non-linéaire du développement de l'instabilité de Buneman prédit un chauffage très rapide des électrons portant le plasma dans un état tel que $v_D \lesssim v_{the}$ et $T_e >> T_i$. Sagdeev /V,13/ considère donc que cette instabilité évolue très rapidement vers l'instabilité acoustique ionique.

Nous n'avons pas fait figurer dans le tableau (V-3) les instabilités du type faisceau d'électrons plasma /V,10-12/ dues à la présence dans la queue de la fonction de distribution électronique des vitesses, d'un faisceau ou d'un grand nombre d'électrons suprathermiques. Ces électrons pourraient être accélérés, dans le cadre de notre modèle, par le champ électrique induit ou encore par des champs électriques engendrés par des instabilités magnétohydrodynamiques, et leur présence ne peut être écartée a priori. Cependant ces instabilités se caractérisent par un accroissement des fluctuations au voisinage de la fréquence plasma électronique $\omega_{pe} = \left(\frac{n_e e^2}{\varepsilon_o m_e}\right)^{1/2}$ et ne peuvent par conséquent rendre compte

des fluctuations de basse fréquence observées dans notre expérience de diffusion. De plus comme nous l'avons signalé (§ II.1) notre décharge se caractérise par une absence de rayonnement X dur (énergie > 1,5 keV) pendant les phases de propagation et d'implosion. On peut donc en déduire qu'il n'y a pas d'électrons accélérés à ces instants. En revanche, il est vraisemblable que ce type d'instabilités se développe au cours de la phase faisceaux (§ II.1.4). Ce fait a d'ailleurs été mis en évidence par l'étude du rayonnement infrarouge /V,14,15/ car les ondes de plasma à la fréquence ω_{pe} se transforment en ondes électromagnétiques de fréquence ω_{pe} et 2 ω_{pe} à la frontière du plasma. Dans ces expériences /V,14/ le rayonnement infrarouge suprathermique apparaît effectivement dans la phase faisceau à la fin de l'implosion.

Les autres instabilités qui figurent dans le tableau /V,3/ sont relatives à un courant orthogonal au champ magnétique ce qui est le cas de l'expérience Focus.

Krall et Liewer /V-16/ ont montré que la configuration des "θ-pinches" et des "Z-pinches" est instable pour des modes de fréquences intermédiaires :

$$\omega_{ci} < \omega < \omega_{ce}$$

$\omega_{ce,ci}$ étant les fréquences cyclotroniques électronique et ionique définies par :

$$\omega_{ce,ci} = \frac{eB}{m_{e,i}}$$

Les auteurs font une analyse en partant de l'équation de Vlasov en considérant les électrons "magnétisés"* et les ions non "magnétisés" et tiennent compte des gradients de densité de température et de champ magnétique. Ils supposent également que $\beta = \frac{2\,\mu_0\, nKT}{B^2}$ est faible. Deux modes sont instables pour des vitesses de dérive relativement modérées : $v_D^2 > \frac{T_e + T_i}{m_i}$, $v_D \lesssim v_{thi}$ et pour des rapports de températures T_e/T_i quelconques ($T_e/T_i > 1$ ou $T_e/T_i < 1$). Ce sont : l'instabilité à deux faisceaux modifiée (ou Buneman modifiée) qui nécessite une faible composante de $\vec{k}$ parallèle à $\vec{B}$, ($\vec{k}.\vec{B} \neq 0$) et qui peut exister dans un milieu homogène, et l'instabilité à la fréquence hybride basse qui s'établit en milieu non homogène avec $\vec{k}$ purement orthogonal à $\vec{B}$, ($\vec{k}.\vec{B} = 0$). Suivant les paramètres le taux de croissance de ces modes est comparable ou légèrement inférieur à celui des modes acoustiques ioniques mais un point important est que ces modes peuvent exister si $T_i \gtrsim T_e$.

Pour l'analyse sommaire que nous effectuons ici nous regrouperons ces deux instabilités sous le vocable instabilité à la fréquence hybride basse ω_{HB} définie par :

$$\omega_{HB} = (\omega_{ce} \cdot \omega_{ci})^{1/2} = \frac{eB}{(m_e m_i)^{1/2}}$$

En présence d'un champ magnétique, on sait que des ondes longitudinales peuvent se propager perpendiculairement ou obliquement par rapport à la direction du champ. Ces ondes sont souvent appelées ondes de

* On dit qu'une particule est "magnétisée" lorsque le champ magnétique exerce une influence sur la particule vis à vis du phénomène étudié.

Bernstein /V,17/. En présence d'un courant, de nouvelles familles d'interaction et de couplage d'ondes conduisent à des instabilités. D'une façon générale les phénomènes se produisent au voisinage des fréquences cyclotroniques électronique ou ionique et de leurs harmoniques /V-18/.

L'instabilité de dérive cyclotronique électronique a été étudiée par Gary et Biskamp /V,19/ ainsi que par Forslund, Morse et Nielson /V,20/ qui en ont fait une simulation numérique sur ordinateur. On suppose que les ions ne sont pas "magnétisés". Cette instabilité est également appelée suivant les auteurs : instabilité des ondes de Bernstein ou instabilité faisceau cyclotron.

Lorsque $T_e >> T_i$ l'instabilité apparaît dans le plan (ω - k) à l'intersection des ondes acoustiques ioniques faiblement amorties avec les modes de Bernstein électroniques décalés par l'effet Doppler dû à la vitesse de dérive. Lorsque $T_e \sim T_i$ ce couplage n'est plus une source d'instabilité car l'amortissement des ions devient fort. Cependant lorsque $v_D \lesssim v_{the}$ et $T_e \lesssim T_i$ un autre mécanisme qui peut donner une instabilité, est dû au fait que dans un repère lié aux électrons les ondes de Bernstein électroniques "voient" une pente positive de la fonction de distribution des ions et subissent un effet Landau inverse /V,20/.

Cette instabilité a un taux de croissance généralement supérieur à l'instabilité acoustique ionique et peut croître dans des conditions de températures ($T_e/T_i < 1$) pour lesquelles l'instabilité acoustique ionique ne se développe pas. Les modes instables se propagent dans un cône étroit de quelques degrés autour de v_D et perpendiculairement à $\vec{B}$, ($\vec{k}.\vec{B} \approx o$) /V,19/. Davidson et Krall /V,8/ considèrent que

cette instabilité se sature à un niveau de fluctuations généralement trop bas pour avoir une influence importante sur les coefficients de transport.

Gary et Sanderson /V,21/ ainsi que Gladd et Huba /V,22/ ont étudié l'instabilité de dérive cyclotronique ionique. En présence d'un courant orthogonal au champ magnétique et en considérant les électrons et les ions magnétisés, cette instabilité apparaît comme un couplage entre l'onde de dérive et les ondes cyclotroniques ioniques de Bernstein.

L'instabilité cyclotronique ionique prend naissance pour de très faibles vitesses de dérive, d'autant plus faibles que T_e/T_i est faible /V,21/. Dans la limite ou $T_e \to o$, la première harmonique est excitée pour $V_D \geq \sqrt{2}\ (m_e/m_i)^{1/2}\ v_{thi}$ /V,22/ on a alors $\omega \approx kV_D \approx \omega_{ci}$ avec un taux de croissance $\gamma_{max} \simeq (\frac{m_e}{m_i})^{1/4}\ \omega_{ci}$ et un nombre d'onde $k_{max} \approx \frac{\sqrt{2}\ \omega_{HB}}{v_{thi}}$. Pour des vitesses de dérive plus importantes plusieurs harmoniques deviennent instables.

Dans le cas $T_e = T_i$ l'instabilité se développe lorsque $V_D \gtrsim 0{,}1\ v_{thi}$ avec un taux de croissance $\gamma \simeq 0{,}1\ \omega_{ci}$ dans la plage de vecteur d'onde $\frac{20}{\rho_i} < k < \frac{80}{\rho_i}$ pour la première harmonique $\omega = \omega_{ci}$ /V,21/.

V.3 - Estimation de la fréquence de collision effective

Avant de confronter nos observations avec les propriétés des différentes instabilités envisagées dans le paragraphe précédent nous allons estimer la résistivité et par suite la fréquence de collision effective du plasma pendant la phase d'implosion.

Nous avons observé que la couche où s'établissent des fluctuations suprathermiques et qui correspond à la couche de transition dans

notre modèle évolue au cours de l'implosion. Cette évolution dépend de la pression initiale. La largeur de la couche de transition augmente par suite d'une diffusion du champ magnétique qui résulte de la résistivité élevée du plasma. La résitivité du plasma croît au cours de l'implosion. Nous effectuerons donc nos estimations pour une pression initiale donnée et à un instant donné de l'implosion.

Dans le cas d'un plasma de conductivité infinie, la couche de transition a pour épaisseur : (effet de peau) /V-6/ $\delta = c/\omega_{pe}$. Comparons cette valeur à l'épaisseur Δ de la zone où nous détectons des fluctuations suprathermiques pour les deux régimes de pression étudiés. Sur le tableau (V-4) nous avons fait figurer la largeur Δ ainsi que des grandeurs caractéristiques du plasma correspondant. Dans le cas basse pression les valeurs données sont obtenues lorsque la couche se trouve au milieu du rayon de l'anode r = 12,5 dans une configuration semblable à celle de la figure (V-1.b.). Dans le cas haute pression, la couche de transition atteint 1 cm d'épaisseur lorsque le plasma dense est focalisé sur l'axe. La configuration est alors celle de la figure (V-1.c.). A titre indicatif, le tableau donne également les caractéristiques de la couche de plasma dense lorsqu'elle se trouve au milieu de l'implosion r = 12,5 mm.

Nous voyons clairement que pour les deux régimes, $\Delta >> c/\omega_{pe}$ ce qui nous indique bien que l'épaisseur du piston magnétique est déterminée par une résitivité effective η_{eff} du plasma. Nous remarquons que pour les instants considérés, Δ est de l'ordre de c/ω_{pi} pour le cas

	COUCHE DE TRANSITION			COUCHE DENSE r = 12,5 mm		
	Δ largeur	C/ω_{pe}	C/ω_{pi}	largeur	C/ω_{pe}	C/ω_{pi}
Haute pression 8 Torr H_2	1 cm	$2{,}4.10^{-3}$ cm	0,1 cm	0,5 cm	5.10^{-4} cm	3.10^{-2} cm
Basse pression 3 Torr D_2	0,1 cm	$2{,}4.10^{-3}$ cm	0,14 cm	0,4 cm	7.10^{-4} cm	$4{,}1.10^{-2}$ cm

Tableau V.4 Phase d'implosion -Comparaison entre l'épaisseur de la couche de transition Δ (piston magnétique turbulent) et des grandeurs caractéristiques du plasma.

basse pression (milieu de l'implosion) et $\Delta \simeq 10\ c/\omega_{pi}$ dans le cas haute pression (fin d'implosion).

Il est intéressant de signaler qu'une valeur comparable ($\Delta \simeq 3\ c/\omega_{pi}$) a été observée dans une expérience de type "θ-pinch" à l'université de Maryland /V,23/.

Une estimation de la résistivité effective du piston peut être faite de deux façons différentes : à partir de la diffusion du champ magnétique et à partir de la loi d'Ohm.

L'équation de diffusion du champ magnétique s'écrit /V-6/ :

$$\nabla^2 B - \frac{\mu_o}{\eta_{eff}} \frac{\partial B}{\partial t} = 0$$

et admet des solutions de la forme :

$$B = B_m(\vec{r}) e^{-t/\tau_D}$$

où τ_D est le temps de diffusion défini par :

$$\tau_D = \frac{\mu_o \ell^2}{\eta_{eff}}$$

ℓ est la longueur qui caractérise le gradient que nous prendrons égal à la couche de transition Δ. Nous avons donc la relation :

$$\eta_{eff} = \frac{\mu_o \Delta^2}{\tau_D}$$

Connaissant l'épaisseur de la couche de transition et le temps pendant lequel a eu lieu la diffusion du champ magnétique nous pouvons en déduire une résistivité moyenne. Le temps de diffusion peut être estimé à partir de la chronométrie des signaux électriques et des photographies de couche de plasma dense.

Dans le régime haute pression la couche de transition a une épaisseur Δ = 1 cm en fin d'implosion. La durée de l'implosion ou de la singularité électrique est de 100 à 150 ns. Nous obtenons donc une résistivité moyenne :

$$\eta_{eff} \approx 10^{-3}\ \Omega.m \qquad \text{ou} \qquad 10^{-13}\ s\ (CGS)$$

Dans le régime basse pression, la couche de transition a une épaisseur de 1 mm lorsqu'elle franchit le point r = 12,5 mm. Le temps qui sépare le début de l'implosion de cet instant est en moyenne de 20 à 50 ns.

Nous obtenons donc :

$$\eta_{eff} \approx 3{,}6.10^{-5}\ \Omega.m \qquad \text{ou} \qquad 4.10^{-15}\ s\ (CGS)$$

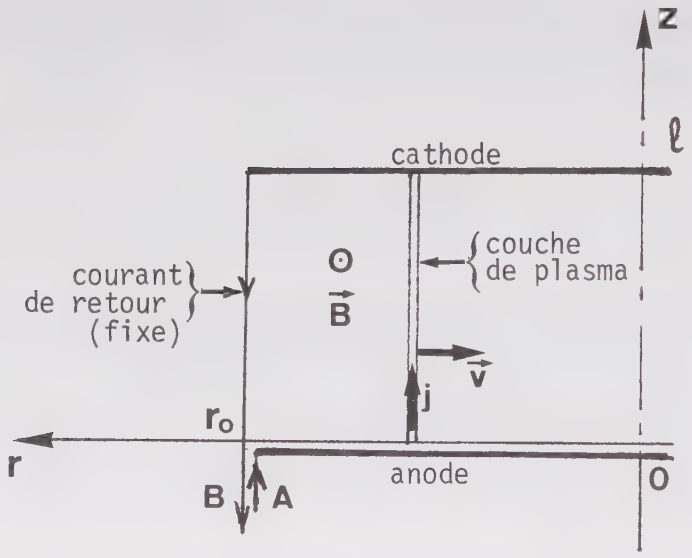
On peut également estimer la résistivité moyenne en utilisant la loi d'Ohm :

$$\eta_{eff} = \frac{1}{\vec{j}} (\vec{E} + \vec{v} + \vec{B})$$

et les mesures électriques. La densité de courant j est calculée en supposant que le courant total I circule uniformément dans la couche de transition d'épaisseur Δ.

Les mesures électriques effectuées sont : la tension V(t) aux bornes du circuit constitué des électrodes et de la couche de plasma déformable, le courant I et sa dérivée par rapport au temps.

Reprenons notre modèle à symétrie cylindrique :



La mesure de V(t) représente la circulation :

$$V(t) = V_A - V_B = \int_A^B n\vec{j}.\overrightarrow{d\ell} + \int_A^B \vec{E}_{em}\ \overrightarrow{d\ell}$$

où $\vec{E}_{em} = \vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}$ est le champ électromoteur.

Le champ électrique s'exprime en fonction du potentiel vecteur $\vec{A}$.

$$\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$$

où l'on néglige le champ électrostatique.

Compte tenu de la géométrie cylindrique on a :

$$\vec{\nabla} \times \vec{A} = \vec{B}$$

soit :
$$\frac{\partial A_z}{\partial r} = - B_\theta$$

Le champ magnétique peut s'écrire sous la forme :

$$B_\theta(r,t) = \frac{\mu_o I}{2\Pi r} H(a(t) - r)$$

où H est la fonction de Heaviside et $a(t) = r_o + v_r t$ le rayon de la couche qui implose. On a donc à une constante près :

$$A_z(r,t) = - \int_{a(t)}^{r} \frac{\mu_o I}{2\Pi r} dr$$

Soit :

$$A_z(r,t) = - \frac{\mu_o I}{2\Pi} \ell n \frac{r}{a(t)}$$

et par suite :

$$E_z(r,t) = \frac{\mu_o}{2\Pi} \ell n \frac{r}{a(t)} \frac{dI}{dt} - \frac{\mu_o I v_r}{2\Pi\, a(t)}$$

Sur la couche qui implose on a en particulier :

$$E_z(a,t) = - \frac{\mu_o I v_r}{2\pi a}$$

Le champ électromoteur a donc pour expression :

$$\vec{E}_{em}(r,t) = \frac{\mu_o}{2\pi} \ln \frac{r}{a} \frac{dI}{dt} \hat{z} - \frac{\mu_o I v_r}{2\pi a} \hat{z} + \vec{v} \times \vec{B}$$

Le long de la couche qui implose on a $\vec{v} \times \vec{B} = v_r \frac{\mu_o I}{2\pi a}$ et par suite :

$$E_{em}(a,t) = 0$$

Le long du courant de retour $\vec{v} \times \vec{B} = 0$ car le conducteur est fixe et par suite :

$$\vec{E}_{em}(r_o,t) = \frac{\mu_o}{2\pi} \ln \frac{r_o}{a} \frac{dI}{dt} \hat{z} - \frac{\mu_o I v_r}{2\pi a} \hat{z}$$

La circulation du champ électromoteur qui est nulle le long des électrodes s'écrit donc :

$$\int_A^B \vec{E}_{em} \, \overrightarrow{d\ell} = \ell \frac{\mu_o}{2\pi} \ln \frac{r_o}{a} \frac{dI}{dt} + \ell \frac{\mu_o}{2\pi} \frac{v_r}{a} I$$

où ℓ est la longueur de la striction.

Soit :

$$\int_A^B \vec{E}_{em} \, \overrightarrow{d\ell} = L \frac{dI}{dt} + \frac{dL}{dt} I$$

où L est l'inductance du circuit. Cette expression reste valable pour le

cas de l'expérience où la géométrie n'est pas cylindrique.

Pour le cas basse pression (3 Torr D_2), lorsque la couche atteint le rayon r = 12,5 mm au point d'observation on mesure : V(t) = 27 kV, I = 500 kA et $\frac{dI}{dt} = -1{,}3.10^{11}\ As^{-1}$ $v_r = -10^7$ cm/s. Ces valeurs peuvent être considérées comme des valeurs types mais correspondent plus particulièrement au tir de la figure /IV.19/. A cet instant l'inductance vaut L = 37,5 nH et dL/dt ≈ 30 mΩ. Nous déduisons de ces mesures :

$$\int_A^B \eta \vec{j}.\overrightarrow{d\ell} = 17\ kV$$

En supposant que le courant de 500 kA circule dans la couche de 1 mm de large ou obtient :

$$j = 6{,}4.10^5\ A/cm^2$$

Si de plus nous supposons que le phénomène résistif s'établit sur une longueur de 15 mm (voir Fig. IV-19) nous obtenons :

$$\eta_{eff} \simeq 1{,}7.10^{-4}\ \Omega.m \text{ ou } 1{,}9.10^{-14}\ s\ (CGS)$$

Dans le cas haute pression (8 Torr H_2) en fin d'implosion V(t) atteint 25 kV, $\frac{dI}{dt} = -3{,}3.10^{11}\ As^{-1}$ et l'inductance de la décharge peut être considérée comme constante L = 35 nH (voir § II.1.3). Le courant circulant dans une section circulaire de 20 mm de diamètre on a :

$$j = 1{,}6.10^5\ A/cm^2$$

$$\text{et} \int_A^B \eta \vec{j}.\vec{d\ell} = 35 \text{ kV}$$

d'où une résistivité moyenne de la couronne de plasma ténu qui entoure le filament (voir Fig. V-1.c.) :

$$\eta_{eff} = 1{,}5.10^{-3}\ \Omega.m \text{ ou } 1{,}7.10^{-13}\ s \text{ (CGS)}$$

Calculons la résistivité "classique" de Spitzer. Dans une direction perpendiculaire au champ magnétique nous avons :

$$\eta = 1{,}03.10^{-1}\ Z\ \ell n\ \Lambda\ T_e^{-3/2} \qquad \Omega.m$$

où la température électronique est exprimée en eV. Nous prenons pour le logarithme de Coulomb, $\ell n\Lambda = 10$ pour ces calculs, et nous négligeons l'influence d'impuretés en posant $Z = 1$. Les valeurs calculées à partir des températures électroniques mesurées dans la couche dense sont données dans le tableau (V-5). Nous voyons que les deux approches utilisées pour estimer la résistivité de la couche de transition nous donnent des valeurs très comparables, mais d'environ deux ordres de grandeur supérieures à la résistivité classique de Spitzer qui ne prend en compte que les collisions coulombiennes intervenant dans la sphère de Debye.

Pour expliquer le niveau des fluctuations de densité dans le piston magnétique ainsi que sa largeur, nous devons faire appel à des interactions du type onde-particule.

RESISTIVITE / REGIME	$\eta \alpha \Delta^2$ Couche de transition	$\eta = E/j$ Loi d'Ohm	η SPITZER T_e couche dense
Basse pression 3 Torr D_2 (milieu de l'implosion)	$3.6,10^{-5}$ Ωm	$1,7.10^{-4}$ Ωm	T_e = 75 eV $1,6.10^{-6}$ Ωm
Haute pression 8 Torr H_2 (fin d'implosion)	10^{-3} Ωm	$1,5.10^{-3}$ Ωm	T_e = 20 eV $1,17.10^{-5}$ Ωm

1 Ωm → $1/9.10^{-9}$s (système CGS)

Tableau V.5. Estimation de la résistivité effective du plasma pour les deux cas étudiés.

Le tableau (V-6) récapitule les caractéristiques moyennes de la couche de transition pour les deux cas étudiés. Nous avons calculé la fréquence de collision effective associée à la résistivité anormale par la formule :

$$\nu_{eff} = \frac{< n_e > e^2}{m_e} \eta_{eff}$$

où $< n_e >$ est la densité électronique moyenne déduite des mesures de diffusion Thomson. Rappelons que ces valeurs sont des estimations qui correspondent à un instant de l'implosion. Dans le cas basse pression ce sont des valeurs obtenues au cours de l'implosion lorsque la couche est à 12,5 mm de l'axe. Dans le cas haute pression les valeurs correspondent à la fin de l'implosion, lorsque la résistivité est maximum.

V.1 - Comparaison des résultats expérimentaux avec les théories existantes

Le fort courant et les gradients présents dans la couche de transition sont des conditions favorables à la croissance de plusieurs instabilités. En un point donné, on peut penser que le mode qui a le taux de croissance le plus grand domine jusqu'à ce que des mécanismes non linéaires entraînent sa saturation. Au cours de l'implosion plusieurs instabilités peuvent se succéder au fur et à mesure que les conditions requises pour leur développement sont réunies.

PHASE D'IMPLOSION COUCHE DE TRANSITION		
	BASSE PRESSION 3 TORR deutérium	HAUTE PRESSION 8 TORR hydrogène
Largeur Δ	1 mm	1 cm
η_{eff}	10^{-4} Ωm	$1{,}2.10^{-3}$ Ωm
$< n_e >$	5.10^{16} cm^{-3}	5.10^{16} cm^{-3}
ν_{eff}	$1{,}45.10^{11}$ s^{-1}	$1{,}7.10^{12}$ s^{-1}
ω_{pe}	$1{,}3.10^{13}$ s^{-1}	$1{,}3.10^{13}$ s^{-1}
ω_{pi}	2.10^{11} s^{-1}	3.10^{11} s^{-1}
j	$6{,}4.10^{5}$ Acm^{-2}	$1{,}6.10^{5}$ Acm^{-2}
V_D	8.10^{7} cms^{-1}	2.10^{7} cms^{-1}
$< B >$	40 kG	40 kG
ω_{ce}	$7{,}5.10^{11}$ s^{-1}	$7{,}5.10^{11}$ s^{-1}
ω_{ci}	$1{,}9.10^{8}$ s^{-1}	4.10^{8} s^{-1}
ω_{HB}	$1{,}2.10^{10}$ s^{-1}	$1{,}75.10^{10}$ s^{-1}
V_D/V_{the}	Te = 75 eV 0,2	Te = 30 eV 0,1
V_D/V_{thi}	Ti = 300 eV 6	Ti = 30 eV 3
ρ_e	5.10^{-4} cm	3.10^{-4} cm
ρ_i	$6{,}5.10^{-2}$ cm	$1{,}3.10^{-3}$ cm

Tableau V.6. Caractéristiques de la couche de transition
régime basse pression en cours d'implosion r = 12,5 mm
régime haute pression en fin d'implosion.

Nous allons examiner si parmi les instabilités sélectionnées, certaines sont à même d'expliquer nos mesures.

Pour les instabilités du tableau (V-3) et compte tenu des caractéristiques moyennes de la couche de transition indiquées dans le tableau (V-6), nous constatons :

- que les instabilités de Buneman et cyclotronique électronique ont des taux de croissance très importants de l'ordre de 6.10^{11} s^{-1} ;

- que l'instabilité à la fréquence hybride basse a un taux de croissance moins élevé, mais important $\gamma \simeq 10^{10}$ s^{-1} ;

- que l'instabilité acoustique ionique a un taux de croissance $\gamma \simeq 10^{9}$ s^{-1} comparable à l'inverse de notre résolution temporelle ;

- que l'instabilité cyclotronique ionique a un taux de croissance faible $\gamma \simeq 2.10^{7}$ s^{-1} et qu'elle ne pourra se développer qu'éventuellement en fin d'implosion lorsque le champ magnétique est suffisamment fort.

Examinons si certaines instabilités peuvent être amorties par les collisions. Etant donné les températures atteintes, le plasma peut être considéré totalement ionisé, et nous pouvons négliger l'influence des collisions électron-neutre et ion-neutre. Pour calculer les fréquences de collisions coulombiennes électron-ion et ion-ion, supposons que les températures électronique et ionique de la couche de transition sont égales aux températures effectivement mesurées dans la couche dense. Nous obtenons :

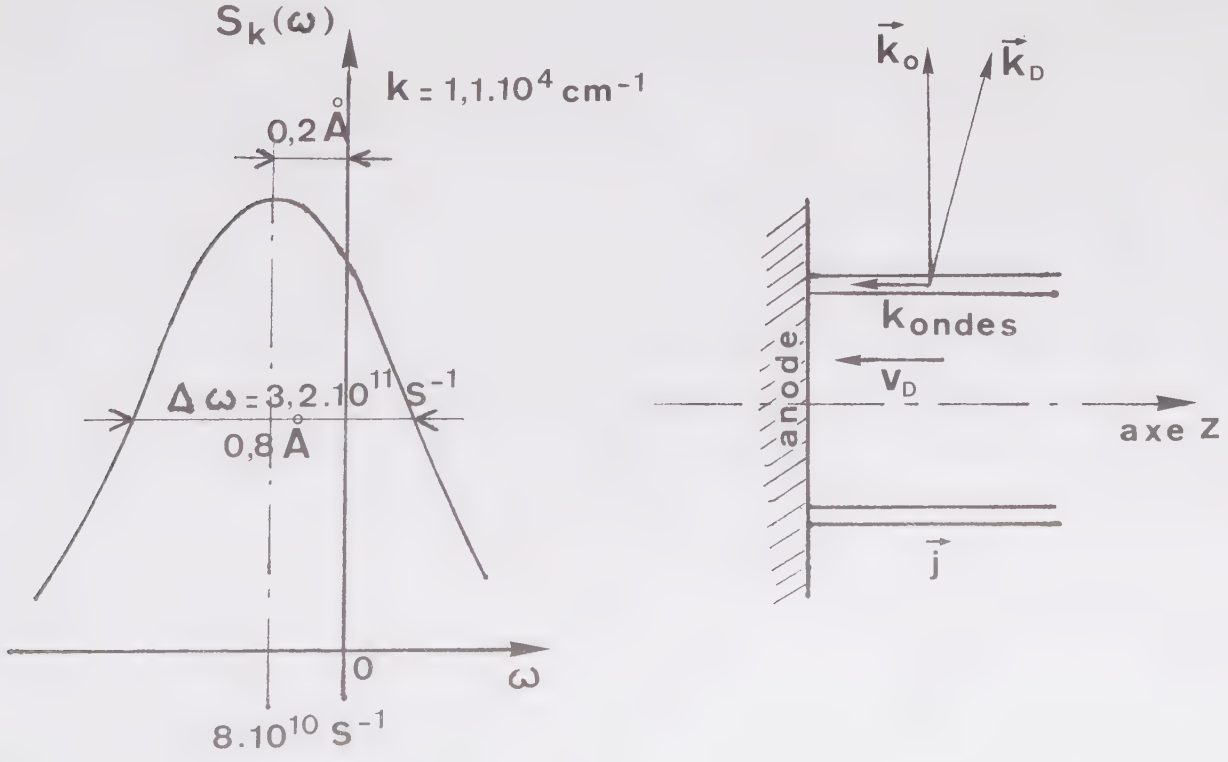
$$\nu_{ei} \simeq 2.10^{9}\ s^{-1} \quad \text{et} \quad \nu_{ii} \simeq 5.10^{6}\ s^{-1}$$

Nous voyons donc que dans cette hypothèse, les collisions coulombiennes amortirons l'instabilité cyclotronique ionique, mais seront sans effet sur les instabilités de Buneman, hybride basse et cyclotronique électronique.

Pour envisager l'instabilité acoustique ionique il faut, comme nous le verrons ci-après, que la température électronique soit supérieure dans la couche de transition. L'hypothèse $T_e > 1$ keV donne $\nu_{ei} < 4.10^7\ s^{-1} << \gamma$.

Par conséquent, à l'exception peut être de l'instabilité cyclotronique ionique, les instabilités considérées dans le tableau (V-3) ne peuvent être éliminées, en considérant l'amortissement collisionel.

Analysons le spectre en fréquence des ondes instables (§ IV.3) provenant de la couche de transition au cours de l'implosion dans le régime basse pression. Nous voyons sur le schéma ci-dessous qu'il présente un glissement vers le rouge $\Delta\lambda \simeq 0{,}2 \pm 0{,}1$ Å et qu'il s'étale sur environ $0{,}8 \pm 0{,}2$ Å.



Le décalage en fréquence étant vers le rouge nous avons une diminution de fréquence : $\omega_D = \omega_o - \omega_{ondes}$

et par conséquent : $\vec{k}_D = \vec{k}_o - \vec{k}_{ondes}$.

C'est-à-dire que les ondes instables se propagent vers l'anode donc dans la direction de la vitesse de dérive V_D. Le décalage en longueur d'onde $\Delta\lambda$ correspond à un décalage en fréquence :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_o} = - \frac{\Delta\omega}{\omega_o}$$

Soit à une fréquence d'onde instable :

$$\omega_{onde} = \frac{2\Pi c}{\lambda_o^2} \Delta\lambda$$

$$\omega = (8 \pm 4)\, 10^{10}\ s^{-1}$$

Compte tenu du vecteur d'onde correspondant au vecteur de diffusion nous avons une vitesse de phase

$$V_\varphi = \frac{\omega}{k} = (7{,}3 \pm 6)\ 10^6\ cm/s$$

IV.4.1. Instabilité de Buneman

Il est peu probable que ce spectre résulte d'une instabilité de Buneman. En effet, nos estimations nous montrent que V_D est très inférieur à V_{the} (tableau V-6). La fréquence observée ($8.10^{10}\ s^{-1}$) est quelque peu inférieure à la fréquence du mode le plus instable ($\omega_M = 3{,}3.10^{11}\ s^{-1}$).

Le mode le plus instable vérifie par ailleurs : $|k_M.V_D| = \omega_{pe}$ soit $k_M = 1{,}6.10^5$ cm^{-1} ce qui est très supérieur au k observé ($k = 1{,}1.10^4$ cm^{-1}). La fréquence de collision effective atteindrait : $\nu_{Buneman} = 8{,}4.10^{11}$ s^{-1}, ce qui est également supérieur à nos estimations. Par ailleurs comme nous l'avons signalé, il est en général admis que cette instabilité chauffe très rapidement les électrons et évolue de ce fait vers la forme acoustique ionique /V-13/.

IV.4.2. Instabilité acoustique ionique

Etudions donc si l'instabilité acoustique ionique peut se développer au cours de l'implosion. Cette instabilité nécessite pour s'établir $T_e >> T_i$. Dans la couche dense nous avons mesuré $T_i > T_e$; mais il n'est pas évident qu'un découplage dans ce sens existe dans la couche de transition.

Notons qu'il n'est pas étonnant de trouver $T_i > T_e$ dans la couche dense. En effet le front de choc communique aux ions une énergie cinétique plus importante qu'aux électrons et celle-ci est rapidement thermalisée par suite de leur grande viscosité /V,4,24/. Le temps d'équipartition ion-électron étant relativement élevé, de l'ordre de 140 ns dans notre cas, les températures électronique et ionique n'ont pas le temps de s'équilibrer. Dans la couche de transition, au contraire, l'effet Joule chauffe les électrons. Comme nous avons une résistivité "anormale" dans la couche de transition, le chauffage Joule va être très important et l'on peut envisager $T_e > T_i$.

Si nous négligeons les pertes par rayonnement, la température électronique est déterminée par l'équation :

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{3}{2} n_e \kappa T_e\right) = \eta_{eff}\, j^2 - P_{cond} - P_{eq}$$

où :

$$P_{cond} = \frac{\partial}{\partial r}\left(\kappa_e^{\perp} \frac{\partial T_e}{\partial r}\right)$$

représente la conduction thermique électronique entre la couche de transition et la couche dense et :

$$P_{eq} = n_e\, \nu_{ei}\, (T_e - T_i)$$

est le terme d'équipartition électron-ion.

Estimons l'ordre de grandeur de ces différents termes :

$$\eta_{eff} = 10^{-4}\ \Omega.m \qquad j = 6{,}4.10^{9}\ A\ m^{-2}$$

d'où $\eta_{eff} j^2 = 4{,}1.10^{15}$ joule $s^{-1} m^{-3}$

soit $\eta_{eff} j^2 = 2{,}6.10^{28}$ eV $s^{-1} cm^{-3}$

En négligeant les pertes ce terme correspondrait à une élévation de température de 5 keV en 10 ns.

Pour calculer le terme de conduction thermique nous utiliserons pour le coefficient de conductivité thermique électronique $\kappa_e^{\perp}$, l'expression qui tient compte du champ magnétique tranversal : /V,25/

$$\kappa_e^{\perp} = 4{,}7\ \frac{n_e\, (\kappa T_e)\, \kappa\, \nu_{ee}}{m_e\, \omega_{ce}^2}$$

mais nous ne tiendrons pas compte des collisions effectives dues aux instabilités qui peuvent diminuer la conductivité.

Pour une température électronique de 1 keV et en prenant une échelle de gradient de 10^{-1}cm, on calcule :

$$P_{cond} \simeq 4.10^{24} \text{ eV cm}^{-3}\text{s}^{-1}$$

et

$$P_{eq} \simeq 9.10^{23} \text{ eV cm}^{-3}\text{s}^{-1}$$

Ces pertes sont faibles devant le terme de chauffage Joule. Supposons donc que la condition $T_e >> T_i$ est réalisée dans la couche de transition et qu'une instabilité acoustique ionique est responsable des fluctuations suprathermiques observées.

Le spectre en fréquence des ondes instables a un maximum pour $\omega = 8.10^{10}$ s^{-1} qui est légèrement inférieur à $\omega_{pi} = 2.10^{11}$ s^{-1}. L'équation de dispersion des ondes acoustiques ioniques :

$$\frac{\omega^2}{\omega_{pi}^2} = \frac{k^2\lambda_D^2}{1+k^2\lambda_D^2}$$

nous permet de calculer :

$k\lambda_D' \doteq 0{,}4$ à $0{,}75$ et par suite $T_e = 150$ à 420 eV.

Ces températures sont effectivement supérieures à celle de la couche dense ($T_e = 75$ eV) mais sont trop faibles pour satisfaire $T_e >> T_i$, ($T_i = 300$ eV).

Nous avons $V_D = 8.10^7$ cm/s très supérieur à :

$$V_{ac} = \left(\frac{\kappa T_e}{mi}\right)^{1/2} = 7.10^6 \text{ à } 1{,}5.10^7 \text{ cm/s.}$$

Dans ces conditions: $V_D \simeq 10\ V_{ac}$, $T_e \simeq T_i$, l'amortissement des ions empêche l'instabilité de se développer.

La distribution angulaire des fluctuations suprathermiques s'étend sur un cône de demi-angle $\frac{\theta}{2} = 10$ à $15°$ suivant les tirs. (régime basse pression §IV-5-2). Ce cône nous permet également d'estimer la température électronique. En effet, l'instabilité acoustique ionique doit se propager dans un cône qui vérifie : /V-19/

$$\cos \frac{\theta}{2} > \frac{V_{ac}}{V_D}$$

où $V_{ac} = \left(\frac{\kappa T_e}{m_i}\right)^{1/2}$

Ce calcul nous donne $T_e \simeq 10$ keV ce qui est très élevé et très différent de la valeur obtenue à partir du spectre en fréquence.

Calculons la fréquence de collision effective en utilisant l'expression donnée par Sagdeev /V-13/ pour des instabilités acoustiques ioniques saturées par un processus de diffusion induite sur les ions.

$$\nu_{eff} \simeq 10^{-2} \left(\frac{V_D}{V_{ac}}\right)^2 \omega_{pi}$$

avec $V_D = 8.10^7$ cm/s et $V_{ac} = 7.10^6$ cm/s à $1{,}4.10^7$ cm/s nous obtenons : $\nu_{eff} = 6.10^{10}\ s^{-1}$ à $2.10^{11}\ s^{-1}$, ce qui est très voisin des estimations que nous avons faites par ailleurs.

Examinons maintenant si la valeur que nous mesurons pour S(k) est compatible avec les prédictions de Kadomtsev dans le cadre de la théorie de la turbulence acoustique ionique /V-26/.

L'expression :

$$S(k) = \frac{2\Pi^2}{7} \frac{V_D}{V_{the}} \frac{T_e}{T_i} \frac{1}{\theta^2} \frac{n_e}{k^3} \ell n \left(\frac{1}{k\lambda_D}\right)$$

appliquée à nos conditions donne $S(k) \simeq 10^6$, valeur nettement supérieure à $S(k) = 100$ que nous avons mesurée.

Après cette analyse, il semble bien que l'on puisse envisager une température électronique élevée dans la couche de transition par suite d'un effet Joule important et que les conditions soient propices au développement de l'instabilité acoustique ionique. Néanmoins cette instabilité explique mal l'ensemble de nos mesures.

IV.4.3. Instabilité de dérive à la fréquence hybride basse

Cette instabilité peut se développer si $T_i > T_e$, avec $\vec{k}$ orthogonal à $\vec{B}$ ce qui est précisément le cas de notre mesure. Son spectre est maximum pour $\omega \approx \omega_{HB}$ et $k\rho_e \approx 1$. Lorsque la couche de transition parvient à r = 5 mm nous avons $\omega_{HB} \approx 3$ à 6.10^{10} s^{-1} et un rayon de Larmor électronique $\rho_e = \frac{V_{the}}{\omega_{ce}}$ de l'ordre de 10^{-4} cm à 2.10^{-4} cm. Le spectre de la lumière diffusée obtenu pour $k = 1{,}1.10^4$ cm^{-1} présentant un maximum à $\omega = (8 \pm 4)\ 10^{10}$ s^{-1} apparaît donc compatible avec cette instabilité.

Le rayon de Larmor ionique étant comparable à l'épaisseur de la couche de transition il est raisonnable de négliger la "magnétisation" des ions au cours de l'implosion.

Nous sommes dans le cas $V_D > V_{thi}$, $T_i > T_e$ nous pouvons utiliser l'expression de Krall et Book pour la fréquence de collision effective /V-27/ :

$$\nu_{eff} = \omega_{HB} \ln \frac{4\pi n_e m_e C^2}{B^2} \quad \text{(unités CGS)}$$

Ce qui nous donne en utilisant les valeurs du tableau (V-6) :

$$\nu_{eff} = 7.10^{10}\ s^{-1}$$

Cette valeur est très voisine de la valeur que nous avons déduite de l'épaisseur de la couche de transition dans le régime basse pression au cours de l'implosion.

Par contre le même calcul effectué pour les conditions que nous rencontrons en fin d'implosion pour le régime haute pression nous donne une fréquence de collision inférieure d'un ordre de grandeur à nos estimations. En fait, il est possible qu'en fin d'implosion par suite d'un chauffage du plasma dans la couche de transition on évolue vers des régimes où la vitesse de dérive devient inférieure ou comparable à la vitesse thermique des ions : $V_D < V_{thi}$. Ce cas a été examiné analytiquement par Davidson et Gladd, /V-28/ avec $T_i >> T_e$. Les auteurs donnent pour expression de la résistivité anormale :

$$\eta_{an} \lesssim 4\pi \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left(\frac{V_D}{V_{thi}}\right)^2 \frac{\omega_{HB}}{\omega_{ce}^2} \quad \text{(unités CGS)}$$

Ce qui donne pour les valeurs du tableau (V-6) :

$$\eta_{an} = 4{,}9.10^{-13}\ s \qquad \text{soit} = 4{,}4.10^{-3}\ \Omega m$$

Cette valeur est plus proche de nos estimations. On peut penser néanmoins qu'il n'est plus logique de négliger la "magnétisation" des ions comme le font ces théories, en fin d'implosion.

IV.4.4. Instabilités de dérives cyclotroniques électroniques et ioniques

L'instabilité cyclotronique électronique ne peut être écartée a priori : son taux de croissance est élevé et elle peut se développer pour des rapports quelconques de température avec $\vec{k} \perp \vec{B}$. Notre vecteur de diffusion est voisin du vecteur d'onde ayant le taux de croissance maximum $k \simeq 1/\rho_e$. Par contre, cette instabilité nécessite des vitesses de dérive relativement élevées $V_D \simeq 0{,}5\ V_{the}$ qu'il paraît difficile d'atteindre au cours de l'implosion. De plus le spectre en fréquence mesuré présente un glissement environ 10 fois trop faible pour correspondre à la première harmonique ω_{ce}. Par conséquent nous ne pensons pas que les fluctuations liées à cette instabilité soient responsables des signaux diffusés.

Nous avons déjà écarté l'instabilité cyclotronique ionique qui a un taux de croissance très faible et est amortie par les collisions. En début d'implosion le rayon de giration des ions $\rho_i = \frac{V_{thi}}{\omega_{ci}}$ est comparable à l'épaisseur de la couche de transition ; il semble donc que le champ magnétique n'ait qu'une faible influence sur le comportement des ions.

De plus la période des ondes instables : $T_{ci} = \frac{2\Pi}{\omega_{ci}} \simeq 3.10^{-8}$ s est comparable à notre temps de mesure.

Après cet examen rapide, il semble bien que l'instabilité de dérive à la fréquence hybride basse soit la plus à même d'expliquer les observations effectuées au cours de la phase d'implosion pour le régime basse pression. On ne peut toutefois exclure totalement la possibilité que l'instabilité acoustique ionique intervienne seule ou simultanément.

Pour le régime haute pression, nous n'avons pas mesuré de spectre en fréquence des fluctuations suprathermiques mais seulement leur distribution angulaire (Fig. IV-15-b). Une analyse est donc encore moins facile. Nous avons vu que l'expression de Davidson et Gladd pour la résistivité due à l'instabilité à la fréquence hybride basse, n'est pas très éloignée de nos estimations. En revanche, la distribution angulaire des fluctuations qui s'étend dans un large cône de demi-angle $\theta/2 \simeq 45°$ semble bien caractéristique d'observations effectuées sur d'autres plasmas pour l'instabilité acoustique ionique /V-29/. Avec la valeur de V_D indiquée dans le tableau /V-6/, la formule : /V-19/

$$\cos\frac{\theta}{2} > \frac{\left(\frac{K\,Te}{m_i}\right)^{1/2}}{V_D}$$

nous donne $T_e \simeq 200$ eV d'où $\lambda_D \simeq 4{,}7.10^{-5}$ cm et $k\lambda_D \simeq 0{,}5$ ce qui est une bonne valeur pour observer les fluctuations acoustiques ioniques.

En fait si nous envisageons des températures électroniques différentes pour la couche dense et la couche de transition, l'interprétation du spectre des ondes acoustiques ioniques peut être rendue très délicate par la présence d'une fonction de distribution électronique à plusieurs composantes /V-30/.

Il nous reste à évoquer les fluctuations suprathermiques que nous avons observées devant la couche dense dans le régime haute pression. Ces fluctuations présentent un maximum dans la direction 45° par rapport à l'axe z (Fig. IV-15-a). La forme de la couche est très éloignée de la géométrie cylindrique à cet instant de l'implosion, mais cette direction correspond approximativement à l'inclinaison de la couche. On peut donc penser que des instabilités microscopiques se développent également dans le front de choc, peut être parce qu'un courant circule également dans cette région contrairement à ce que nous avons supposé dans le modèle simplifié.

Pour mieux déterminer la ou les instabilités présentes dans notre expérience, il serait souhaitable de faire une étude de la distribution angulaire des fluctuation dans un plan $\vec{V}_D, \vec{B}$. En effet, certaines instabilités comme les instabilités cyclotroniques se développent dans un cône étroit de quelques degrés autour de V_D car elles conservent $k_\perp >> k_\parallel$, alors que l'instabilité acoustique ionique s'établit dans un cône d'autant plus grande que V_D est élevée /V-19/.

L'analyse que nous avons faite ne correspond pas à des vecteurs de diffusion rigoureusement orthogonaux à $\vec{B}$. En fait l'observation de la diffusion à 7° nous donne : $\sin^{-1} \frac{(\vec{k} \cdot \vec{B})}{|\vec{k}| \ |\vec{B}|} = 3°5 \pm 2°5$ en supposant $\vec{B}$ parfaitement azimutal. Il se peut que certaines anomalies rencontrées au cours de notre étude proviennent de ce fait.

L'observation de la lumière diffusée suivant d'autres vecteurs d'ondes serait également très utile pour caractériser le spectre en nombre d'onde des fluctuations suprathermiques. Notons que ceci est possible en changeant l'angle φ de $\vec{k_o}$ et de $\vec{k_D}$ ou en utilisant un laser de longueur d'onde différente.

En conclusion, nous avons détecté des fluctuations suprathermiques de la densité électronique qui résultent de micro-instabilités engendrées par le courant électrique. En début d'implosion pour le régime basse pression, les mesures effectuées semblent compatibles avec l'instabilité à la fréquence hybride basse. Cependant, il est vraisemblable que plusieurs instabilités se développent au cours de l'implosion et contribuent à donner au plasma une résistivité anormale. En particulier nous avons montré que des conditions favorables à l'instabilité acoustique ionique pouvaient être réunies.

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Les décharges électriques du type Focus ou plus généralement les autostrictions présentent un grand intérêt. D'une part, les phénomènes physiques qui s'y développent sont fondamentaux et se retrouvent chaque fois qu'un fort courant traverse un plasma et d'autre part, ces expériences permettent de réaliser simplement en laboratoire des sources de rayonnement X et neutronique ou des générateurs de faisceaux de particules très performants pour les simulations et les recherches concernant la fusion thermonucléaire contrôlée.

Dégageons l'originalité de cette étude. Nous avons conçu et réalisé une expérience de diffusion de l'onde électromagnétique d'un laser à rubis par le plasma d'une décharge électrique focalisante afin d'en étudier les fluctuations de densité. Nous avons été ainsi les premiers en 1972 à mesurer la température ionique du plasma focalisé /I,40,41,42/. Ce diagnostic était extrêmement important car on pensait alors que l'émission neutronique résultait de réactions de fusion thermonucléaires. Nous avons également mis en évidence des fluctuations suprathermiques qui révélaient la présence de micro-instabilités.

Le dispositif expérimental a été amélioré pour lui attribuer une grande résolution spatiale et temporelle ; il a permis la mesure de spectres en fréquence et en nombre d'onde des fluctuations de densité, ainsi que l'étude de leur distribution angulaire dans un plan donné.

Une chronométrie précise a été effectuée entre les différents signaux de lumière diffusée, les signaux des mesures électriques caractérisant la décharge et des photographies instantanées du plasma. Nous avons particulièrement étudié la phase d'implosion radiale pendant laquelle le plasma se rassemble vers l'axe, pour deux régimes de pression initiale : un régime haute pression qui donne une vitesse d'implosion relativement lente et le régime basse pression qui est plus rapide et se caractérise par des émissions intenses de rayonnement et de faisceaux de particules. Nous avons sélectionné des points d'observation assez éloignés de l'axe pour conserver une bonne résolution spatiale et nous n'avons retenu que des décharges ayant une symétrie de révolution sans instabilités macroscopiques évidentes.

Quel que soit le régime de pression considéré, nous avons mis en évidence que le plasma qui implose est constitué de couches de caractéristiques très différentes : une couche de plasma dense où les fluctuations de densité ont un niveau thermique et sont quasiment isotropes, suivie d'une couche de plasma basse densité où les fluctuations de densité sont 50 à 100 fois supérieures au niveau thermique et très anisotropes.

De la mesure de la composante ionique du spectre en fréquence des fluctuations thermiques, nous avons déterminé la densité et les températures électronique et ionique du plasma de la couche dense. Au cours de l'implosion, on vérifie que la température des ions est supérieure à celle des électrons comme le prévoit la théorie des ondes de choc dans un plasma /V.24/.

La distribution angulaire et le spectre en fréquence des fluctuations suprathermiques correspondent à des ondes instables qui se propagent dans la direction du courant. Nous avons donc attribué les fluctuations suprathermiques à des instabilités microscopiques engendrées par le fort courant électrique qui circule dans la couche de transition séparant le plasma dense du champ magnétique.

La présence de micro-instabilités se répercute à l'échelle macroscopique sur les phénomènes de transport et notamment sur la résistivité électrique du plasma qui prend une valeur anormalement élevée.

En nous appuyant sur un modèle simplifié d'onde de choc, nous avons déduit de nos mesures une estimation de la résistivité du plasma de deux façons différentes. La première utilise la loi d'Ohm et tient compte des mesures électriques, la deuxième relie la résistivité à la diffusion du champ magnétique dans la couche de transition dont on connaît l'épaisseur. Les deux approches nous donnent des valeurs supérieures de deux ordres de grandeur à la résistivité classique de Spitzer.

Nous avons fait une première analyse des instabilités microscopiques susceptibles de se développer dans ce type d'expérience et nous avons confronté nos résultats expérimentaux avec les prévisions théoriques. Bien que nos mesures soient peu précises, il semble que l'instabilité à la fréquence hybride basse soit prépondérante dans les fluctuations suprathermiques que nous observons dans le régime basse pression. Néanmoins il paraît vraisemblable que plusieurs instabilités se développent au fur et à mesure de l'implosion et peuvent être dominantes à certains instants ou dans certaines régions du plasma.

Les expériences que nous avons décrites, montrent que la mise en évidence de micro-instabilités et leur caractérisation est possible dans ce type de plasma de décharge. Un complément de l'étude pourrait être envisagé pour lever les indéterminations qui demeurent. Par exemple en mesurant la distribution angulaire des fluctuations dans d'autres plans judicieusement choisis ou encore en utilisant d'autres nombres d'ondes. Ceci est possible en observant la diffusion à des angles encore plus faibles ou en utilisant un laser de longueur d'onde différente.

Les instabilités microscopiques interviennent sur les phénomènes de transport et influencent considérablement la dynamique de l'implosion. Il est nécessaire d'en tenir compte pour expliquer les caractéristiques atteintes par le plasma focalisé et les très grandes surtensions que l'on mesure aux bornes de la colonne. Quand on constate que les directions où les fluctuations suprathermiques ont un niveau maximum, coïncident à peu de chose près avec les directions dans lesquelles sont émis les faisceaux d'ions, on ne peut s'empêcher de penser que les ondes instables jouent un rôle important dans le mécanisme d'accélération et la création de faisceaux.

Enfin, en comparant les observations effectuées dans les régimes haute et basse pression, on voit que les performances maximales sont atteintes lorsqu'une grande vitesse d'implosion limite l'élargissement de la couche de transition dû à la diffusion du champ magnétique. On doit donc rechercher l'optimisation de ces régimes que l'on atteint plus facilement en effectuant les décharges dans un gaz dont la pression initiale n'est pas uniforme /V,31/. Signalons également les caractéristiques de plasma exceptionnelles qui ont été rapportées récemment au congrès de Palaiseau pour des autostrictions alimentées par des générateurs de courant très rapides /V.32/.

REFERENCES DU CHAPITRE I

/I-1/ A.S. BISHOP,
Vers la maîtrise de la fusion thermonucléaire
Dunod éditeur Paris (1960).

/I-2/ W.H. BENNETT,
Magnetically self-focusing streams
Phys. Rev. 45, 890, (1934).

/I-3/ J.D. LAWSON,
Some criteria for a power producing thermonuclear reactor
Proceedings - Physical Society 70B, 6, (1957).

/I-4/ R. AYMAR, C. ETIEVANT, P. HUBERT, A. SAMAIN, B. TAQUET et A. TOROSSIAN,
Experimental Studies of the Pinch Phenomena -
Second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy
Genève 1958 Vol 32, p. 92.

/I-5/ S.A. COLGATE, J.P. FERGUSON and H.P. FURTH
The stabilized Pinch
Second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy
Vol 32, p. 129. Genève 1958.

/I-6/ B.B. KADOMTSEV,
Hydromagnetic stability
Reviews of Plasma Physics, Vol II, p. 153, Edit. M.A. LEONTOVICH
Consultants bureau - New York (1966).

/I-7/ Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1978
International Atomic Energy Agency - Vienna 1979 Vol I.

/I-8/ J. NUCKOLLS, L. WOOD, A. THIESSEN and G. ZIMMERMAN,
Laser compression of matter to super high densities : thermonuclear (CTR) applications
Nature 239,139 (1972).

/I-9/ M.V. BABIKIN, E.K. ZAVOISKI, A.A. IVANOV, L.I. RUDAKOV,
Evaluation des possibilités d'utilisation d'un faisceau d'électrons relativistes pour la fusion thermonucléaire.
4ème Conférence sur la Physique des Plasmas et la Recherche concernant la Fusion Contrôlée
Madison 1971 - I.A.E.A. (CN-28/D.10).

/I-10/ F. WINTERBERG,
The possibilité of producing a dense thermonuclear plasma by an intense field emission discharge
Phys. Rev. 174, 212 (1968).

/I-11/ A. FALTEUS, E. HOYER, D. KEEFE, L. JACKSON LOSLETT, L. SMITH, R.O. BANGERTER, W.B. HERMANN-SFELDT,
Multi-megajoule heavy ion induction linacs
Conference sur la Physique des Plasmas et la Recherche concernant la Fusion Contrôlée - Bruxelles 1980 -I.A.E.A. 38/P4.3.

/I-12/ F. WINTERBERG,
Implosion of the superpinch
Z-Physics A.284, 43 (1978).

C.W. HARTMAN, D.Y. CHENG, G.E. COOPER, J.L. EDDLEMAN, R.H. MUNGER,
High-density fusion and the Z-pinch
- 5ème Conf. sur la Phys. des Plasmas etc.) TOKYO (1974)
I.A.E.A. (Vienne) vol. II p. 653 (1975)

/I-13/ E.K. ZAVOISKY, B.A. DEMIDOV, Yu.G. KALININ, A.B. PLAKHOV, L.I. RUDAKOV, V.E. RUSANOV, V.A. SKORYUPIN, G.Ye. SMOLKIN, A.V. TITOV, S.D. FRANCHENKO, V.V. SHOPKIN, G.V. SHOLIN
Advances in research on turbulent heating of a plasma
4ème Conférence sur la Physique des Plasmas et la Recherche concernant la Fusion Contrôlée - Madison 1971 - I.A.E.A. CN 28/E-1 - Vol II, p. 3.

/I-14/ N.V. FILIPPOV, T.I. FILIPPOVA et B.P. VINOGRADOV,
1ère Conférence sur la Physique des Plasmas et la Recherche concernant la Fusion Contrôlée - Salzbourg (1961) p. 577.

/I-15/ J.W. MATHER,
Formation of a high density deuterium plasma Focus
The Physics of Fluids, 8, 366 (1965).

/I-16/ O.A. ANDERSON, W.R. BAKER, Q.A. COLGATE, J. Ise Jr and R.V. PYLE,
Neutron production in linear deuterium pinches
Phys. Rev. 110, 1375 (1958).

/I-17/ V.N. TSYTOVICH,
Statistical acceleration of particles in a plasma,
Tr. PN Lebedev Phys. Inst. 32.

M.D. RAIZER and V.N. TSYTOVICH,
On the mechanism of X-ray and neutron radiations from high-power pulse discharges
Tr. Atomnaya Energiya Vol 17 n° 3, pp. 185-188 (1964).

/I-18/ J.N. DOWNING, D.A. FREIWALD and J.W. MATHER,
Bull. Am. Phys. Soc. 18, 1363 (1973).

/I-19/ A. BERNARD, A. COUDEVILLE, J.P. GARCONNET, P. GENTA, A. JOLAS,
Y. LANDURE, J. DE MASCUREAU, M. NAIL and R. VEZIN,
Microinstabilities connected with neutron emission and electromagnetic radiation in the plasma Focus
7ème Conférence Européenne sur la Fusion Contrôlée et la Physique des Plasmas CRPP - Lausanne - Vol I, p. 60 (1975).

/I-20/ C. GOURLAN, H. KROEGLER, Ch. MAISONNER, J.P. RAGER, B.V. ROBOUCH,
L. BERTALOT, A. GENTILINI, B. ARCIPIANI, E. PEDRETTI, K. STEINMETZ,
Present status of the Frascati 1 MJ Plasmas Focus Programme
C.N.E.N. Edizioni scientifiche CP 65 00044 Frascati, Rome, Italy.

/I-21/ C. NAZET,
Contribution à l'étude de la décharge Focus
Thèse présentée à l'Université de Paris XI (1977).

/I-22/ L. MICHEL, K.H. SCHÖNBACH and H. FISHER,
Neutron emission from a small 1 kJ plasma Focus
Appl. Phys. Lett. 24, 57 (1974).

/I-23/ A. BERNARD,
Plasma Focus - Pulsed High Beta Plasmas
Edited by D.E. EVANS, Pergamon Press - Oxford - 1976.

/I-24/ G. DECKER and R. WIENECKE,
Plasma Focus devices
Physica, 82C, 155 (1976).

/I-25/ O. ZUCKER, W. BOSTICK, R. GULLICKSON, J. LONG, J. LUCE and H. SAHLIN,
The design of a Repetitively Pulsed Megajoule Dense Plasma Focus
L.L.L. Report UCRL-51872 (1975).

/I-26/ J.P. RAGER, L.E. BILBAO, H.A. BRUZZONE, C. GOURLON, U. GUIDONI,
H. KROEGLER, S. PODDA, B.V. ROBOUCH and K. STEINMETZ,
Experiments on the neutron production phase on Frascati 1 MJ Plasma Focus
8ème Conférence Internationale sur la Physique des Plasmas et la recherche concernant la Fusion Nucléaire Contrôlée - Bruxelles (1980)
I.A.E.A. CN-38/G-3.

/I-27/ N.V. FILIPPOV and T.I. FILIPPOVA,
Phenomena associated with the buildup of a non-cylindrical focussed Z-pinch
2ème Conférence sur la Physique des Plasmas et les Recherches
concernant la Fusion Nucléaire Contrôlée - Culham (1965) -
I.A.E.A. Vienne 1966 Vol II, p. 405. AEC-Tr-6760.

/I-28/ J.W. MATHER,
High density deuterium plasma
2ème Conférence sur la Physique des Plasmas et les Recherches
concernant la Fusion Nucléaire Contrôlée - Culham (1965) -
I.A.E.A. Vienne 1966, Vol II, p. 389.

/I-29/ M.J. BERNSTEIN,
Acceleration mechanism for neutron production in a plasma Focus and
Z-pinches discharges,
Phys. Fluids, 13, 11, (1970).

/I-30/ J.H. LEE, L.P. SHONO, M.D. WILLIAMS, H. HERMANSDORDER,
Neutron production mechanism in a plasma Focus,
Phys. Fluids, 14, 2217, (1971).

/I-31/ S.P. GARY,
Ion acceleration in a plasma Focus
Phys. Fluids, 17, 2135, (1974).

/I-32/ A. BERNARD, A. COUDEVILLE, J.P. GARCONNET, P. GENTA, A. JOLAS, Y. LANDURE, J. DE MASCUREAU, C. NAZET et R. VEZIN,
Etude de l'émission neutronique et de la turbulence dans l'expérience Focus avec un résolution temporelle de l'ordre de la nanoseconde
5ème Conférence Internationale sur la Physique des Plasmas et les Recherches concernant la Fusion Nucléaire Contrôlée - Tokyo 1974
I.A.E.A. Vienne 1975 Vol III, p. 83.

/I-33/ P. GENTA,
Spectre neutronique de la décharge Focus
Thèse présentée à l'Université de Paris XI (1976).

/I-34/ C. MAISONNIER, F. PECORELLA, J.P. RAGER, M. SAMUELLI,
Recent progress in research on plasma Focus
5ème Conférence Européenne sur la Fusion Contrôlée et la Physique des Plasmas, Grenoble 1972 C.E.A. Vol II, p. 183.

/I-35/ V.A. GRIBKOV, O.N. KROKKIN, G.V. SKLIZKOV, N.V. FILIPPOV and T.I. FILIPPOVA,
Beam heating in a plasma Focus
ŻhETF - Pis. Red 18, 11 (1973).

/I-36/ A. BERNARD, A. COUDEVILLE, J.P. GARCONNET, A. JOLAS, J. DE MASCUREAU, et C. NAZET,
Bombardement de cibles par les faisceaux d'ions engendrés dans l'expérience Focus,
Note C.E.A. n° 1945 (1976).

/I-37/ C. PATOU, A. SIMONNET, J.P. WATTEAU,
Emission de neutrons par des décharges de révolution non cylindriques,
C.R. Acad. Sc. PARIS, 264,432, (1967).

/I-38/ C. PATOU, A. SIMONNET, J.P. WATTEAU,
Dynamique et émission neutronique d'une décharge non cylindrique focalisante
Le Journal de Physique, 29, 973 (1968).

/I-39/ C. PATOU,
Contribution à l'étude d'une décharge électrique non cylindrique focalisante
Thèse présentée à l'Université de Paris XI (1973).

/I-40/ A. BERNARD, A. COUDEVILLE, A. JOLAS, J. LAUNSPACH and J. DE MASCUREAU,
Experimental studies of the plasma focus and evidence for nonthermal processes
Phys. Fluids, 18, 180 (1975).

/I-41/ A. BERNARD, C. CESARI, A. COUDEVILLE, A. JOLAS, J. DE MASCUREAU et J.P. WATTEAU,
Etude du plasma Focus par diffusion Thomson et anisotropie des neutrons
Conference Internationale sur la Physique des Plasmas et les Recherches concernant la Fusion Nucléaire Contrôlée - Madison 1971 - I.A.E.A.
Vienne 1971 Vol I, p. 553.

/I-42/ A. JOLAS,
Mesure par diffusion Thomson de la température ionique du plasma de l'expérience Focus
Thèse de 3ème Cycle présentée à l'Université de Paris VI (1973).

/I-43/ R.L. GULLICKSON and H.L. SAHLIN
Measurements of high-energy deuterons in the plasma-focus
J. Appl. Phys., 49, 1099, (1978).

/I-44/ N.V. FILIPPOV and T.I. FILIPPOVA,
Investigation of deuteron beams generated in a plasma Focus
Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz., 25, 262 (1977).

/I-45/ A. BERNARD, J.P. GARCONNET, A. JOLAS, J.P. LE BRETON, J. DE MASCUREAU
Turbulence caused by the interaction between plasma and electric current in the Focus experiment
7ème Conférence Internationale sur la Physique des Plasmas et les Recherches concernant la Fusion Nucléaire Contrôlée - Innsbruck - 1978, I.A.E.A., Vienne 1979, Vol II, p. 159.

REFERENCES DU CHAPITRE II

/II-1/ A. BERNARD, J.P. GARCONNET, A. JOLAS, J.P. LE BRETON, J. DE MASCUREAU,
Turbulence caused by the interaction between plasma and electric current in the Focus experiment
7ème Conférence Internationale sur la Physique des Plasmas et les Recherches concernant la Fusion Nucléaire Contrôlée
Innsbruck, 1978, I.A.E.A., Vienne, 1979, Vol. II, p. 159

/II-2/ T.J. GOODING, B.R. HAYWORTH and R.H. LOVBERG,
Instabilities in a coaxial plasma gun
A.I.A.A., Journal 1, 1289, (1963)

/II-3/ A. BERNARD, A. COUDEVILLE, J.P. WATTEAU,
Neutron yield of a Focus discharge in various experiments
Phys. Lett., A 33, 477, (1970)

/II-4/ A. BERNARD, A. COUDEVILLE, J.P. GARCONNET, A. JOLAS, J. DE MASCUREAU, C. NAZET
Anomalous resistivity and subsequent fast particles in the plasma Focus
8ème Conférence Européenne sur la Fusion Contrôlée et la Physique des Plasmas, Prague, 1977, Proceedings, Vol. I, p. 64, (1977)

/II-5/ E. LAVIRON, C. DELMARE,
Caméras électroniques de 1 ns de durée d'ouverture
Onde Electrique, 494, 421, (1968)

/II-6/ A. BERNARD, A. COUDEVILLE, A. JOLAS, J. LAUNSPACH and J. DE MASCUREAU,
Experimental studies of the plasma Focus and evidence for nonthermal processes
Phys. Fluids, 18, 180, (1975)

/II-7/ A. BERNARD, A. COUDEVILLE, J.P. GARCONNET, A. JOLAS, J. DE MASCUREAU, C. NAZET,
Structure of current sheath and fast-particle beams in the Focus experiment
6ème Conférence Internationale sur la Physique de Plasmas et les Recherches concernant la Fusion Contrôlée, Berchtesgaden, 1976, I.A.E.A., Vienne, Vol. 3, p. 471, (1977)

/II-8/ W.H. BOSTICK, W. PRIOR, L. GRUNBERGER and G. EMMERT,
Phys. Fluids, 9, 2078, (1966)

/II-9/ G.G. COMISAR
Hydromagnetic instabilities in the dense plasma Focus
Phys. Fluids, 12, 1000, (1969)

/II-10/ C. PATOU,
Contribution à l'étude d'une décharge électrique non cylindrique focalisante
Thèse de Doctorat d'Etat présentée à l'Université de Paris Sud XI, (1973)

/II-11/ W.H. BOSTICK, V. NARDI and W. PRIOR,
X-ray fine structure of dense plasma in a coaxial accelerator
J. Plasma Physics, 8, 7, (1972)

/II-12/ V.A. GRIBKOV,
Flora Group, Combined REB-laser Interaction with Plane Solid Target
I.E.E.E., International Conference on Plasma Science, Montreal, (1979)

/II-13/ L. SPITZER
Physique des gaz complètement ionisés
Dunod, Paris, (1959)

/II-14/ J.P. GARÇONNET
Le plasma Focus - Induction magnétique et résistance du plasma
Rapport CEA, R, 4807, p. 35-48, (1977)

/II-15/ A. BERNARD, A. COUDEVILLE, J.P. GARCONNET, P. GENTA, A. JOLAS Y. LANDURE, J. DE MASCUREAU, C. NAZET et R. VEZIN,
Etude de l'émission neutronique et de la turbulence dans l'expérience Focus avec une résolution temporelle de l'ordre de la nanoseconde
5ème Conférence Internationale sur la Physique des Plasmas et les Recherches concernant la Fusion Nucléaire Contrôlée, Tokyo, 1974, I.A.E.A., Vienne, 1975, Vol. III, p. 83

/II-16/ A. BERNARD,
Plasma Focus
Pulsed High Beta Plasmas Edited by D.E. Evans, Pergamon Press, Oxford, 1976

/II-17/ C. PATOU, A. SIMONET, J.P. WATTEAU
Dynamique et émission neutronique d'une décharge non cylindrique focalisante
Le Journal de Physique, 29, 973, (1968)

/II-18/ A. BERNARD, A. COUDEVILLE, J.P. GARCONNET, A. JOLAS, J. DE MASCUREAU et C. NAZET
Le plasma Focus : interaction plasma-courant et phénomènes collectifs
Journal de Physique, Colloque C 1, supplément au n° 5, 1978, p. C 1 - 245

/II-19/ A. BERNARD, J.P. GARCONNET, A. JOLAS, J.P. LE BRETON et J. DE MASCUREAU,
Deuteron beams in the megaampère range created in a turbulent plasma
II International Conference on Energy Storage, Compression and Switching, Venise, (1978)

/II-20/ A. BERNARD, J.P. GARCONNET, A. JOLAS, J.P. LE BRETON, J. DE MASCUREAU and P. ROMARY,
Plasma Focus Research at the Centre d'Etudes de Limeil
Invited Paper presented at the I.E.E.E. International Conference on Plasma Science, Montreal, (1979)

/II-21/ J. DE MASCUREAU,
Le plasma Focus - Mesure du spectre du rayonnement X
Rapport CEA, R, 4807, p. 49-60, (1977)

/II-22/ R. POST and T.C. MARSHALL,
Infrared radiation from the dense plasma Focus
Phys. Fluids, 17, 452, (1974)

/II-23/ W.H. BOSTICK, V. NARDI, W. PRIOR,
Decay of the magnetic structure of dense plasma and X-ray and microwave emission
Proc. 6th Europ. Conf. on Plasma Physics and Contr. Nucl. Fusion, Moscou, 1973, Vol. I, p. 395

/II-24/ G. HERZIGER, H. KROMPHOLZ, L. MICHEL, K. SCHÖNBACH,
Suprathermal microwave emission from the plasma Focus
Physics Letters, 64 A, 51, (1977)

/II-25/ H. ALFVEN,
Plasma in laboratory and space
Journal de Physique, supplément au n° 7, p. C 7 - 1, (1979)

/II-26/ T.E. STRINGER,
Electrostatic instabilities in current-carrying and counter streaming plasmas
Plasma Physics (J. Nucl. Energy Part C), 6, 267, (1964)

/II-27/ E.K. ZAVOISKY, B.A. DEMIDOV, Yu. G. KALININ, A.G. PLAKKOV, L.I. RUDAKOV, V.E. RUSANOV, V.A. SKORYUPIN, G. Ye. SMOLKIN, A.V. TITOV, S.D. FRANCKENKO, V.V. SHAPKIN, G.V. SHOLIN,
Advances in turbulent heating of a plasma
In Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (I.A.E.A., Vienne, 1971), Madison, Vol. II, p. 3

/II-28/ S.M. HAMBERGER and J. JANCARIK,
Dependence of "anomalous" conductivity of plasma on the turbulent spectrum
Phys. Rev. Lett., 25, 999, (1970)

/II-29/ T.D. BUTLER, I. HENINS, F.C. JAHODA, J. MARSHALL and R.L. MORSE,
Coaxial snowplow discharge
Phys. Fluids, 12, 1904, (1969)

/II-30/ I.N. BURDONSKY, R.P. VASILEVA, M.I. PERGAMENT, A.I. YANSLAVSKY,
Mechanism of plasma Focus formation in a coaxial injector
In Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research,
I.A.E.A., Vienne, 1971, Madison, Vol. I, p. 601

/II-31/ K.V. SULADZE and A.A. PLYUTTO
Electron emission properties of a vacuum spark
Soviet Physics Technical Physics, 12, 48, (1967)

/II-32/ H.M. EPSTEIN, W.J. GALLAGHER, P.J. MALLOZZI and T.F. STRATTON,
Plasma processes in a low-pressure spark discharge
Phys. Rev. 2, 146, (1970)

/II-33/ T.N. LEE,
Non-thermal process in a linear pinch device
In Proc. 2nd Topical Conf. on Pulsed High-Beta Plasmas, Garching,
(1972), Ed. W Lotz, (Max. Plank Institut), p. 253

/II-34/ F.C. YOUNG, S.J. STEPHANAKIS and D. MOSHER
Neutron and energetic ion production in exploded polyethylene
fibers
J. of Applied Physics, 48, 3642, (1977)

/II-35/ J. SHILOH, A. FISHER and N. ROSTOKER,
Z. Pinch of a Gas Jet
Phys. Rev. Lett., 40, 515, (1978)

/II-36/ C. STALLINGS, K. CHILDERS, I. ROTH and R. SCHNEIDER,
Imploding argon plasma experiments
Appl. Phys. Lett., 35, 524, (1979)

/II-37/ W.H. BOSTICK, V. NARDI and W. PRIOR,
Similarities between solar flares and laboratory hot plasma phenomena
In Cosmic Plasma Physics, Edt by Karl Schindler, Plenum Publishing Corporation, N.Y., p. 175

/II-38/ C. WHARTON, P. KORN, D. PRONO, S. ROBERTSON, P. AVER, C.T. DUM,
New results in turbulent heating
In Fourth Conf. Proc. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Madison, 1971, I.A.E.A., Vienne, 1971, Vol. II, p. 25

/II-39/ V.A. SUPRUNENKO, E.A. SUKHOMLIN, E.D. VOLKOV and N.I. RUDNEV,
Conductivity of a linear pinch
Soviet Physics, Technical Physics, 6, 771, (1962)

/II-40/ L.C. BURKARDT and R.H. LOVBERG,
New confinement phenomena and neutron production in a linear stabilized pinch
Nature, 25, 228, (1958)

/II-41/ V.V. ALEKSANDROV, N.G. KOVAL'SKII, S. Yu. LUKYANOV, V.A. RANTSEV-KARTINOV and M.M. STEPANENKO,
Development of instability and the neutron emission by a Z-pinch
Sov. Phys. JETP, 37, 622, (1973)

/II-42/ H.A. BODIN and J.A. REYNOLDS,
Neutron emission in high current gas discharges
Engineering, 184, 538 (1957)

/II-43/ D.G. STEEL, P.D. ROCKETT, D.R. BACH and P.L. COLESTOCK,
Ultra-dense reproducible Z-pinch suitable for CO_2 laser-pellet simulation experiments
Rev. Sci, Instrum., 49, 456, (1978)

/II-44/ S.V. BAZDENKOV, K.G. GUREEV, N.N. FILIPPOV and T.N. FILIPPOVA,
Possible mechanism of breaking the current sheath in a noncylindrical Z-pinch
Zh ETF Pis. Red., 18, 199, (1973)

/II-45/ V.A. GRIBKOV,
Application of the relativistic electron beams originating in the discharges of plasma Focus type for the combined laser-REB plasma heating
In Energy Storage, and Compression and Switching, Edited by W.H. Bostidk, V. Nardi, O.S. Zucker, Plenum Press. N.Y., p. 271, (1976)

/II-46/ I.F. KVARTSKHAVA Yu. V. MATVEEV and N.G. RESHETNYAK,
Concerning the mechanism of charged-particule acceleration in a dynamic z-pinch
Zh ETF Pis. Red., 15, 619, (1972)

/II-47/ V.A. SUPRUNENKO, E.A. SUKHOMLIN and N.I. REVA,
Ohmic heating and electrical conductivity of a plasma in strong electric fields
Plasma Physics, (J. Nucl. Energy Part C), 7, 297, (1965)

/II-48/ H. DREICER,
Electron and ion runaway in a fully ionized gas
Phys. Rev., 115, 238, (1959)

/II-49/ A. COUDEVILLE, A. JOLAS, J.P. WATTEAU,
Production of neutrons by a non-cylindrical Z-pinch
In Proceedings of the A.P.S. Topical Conference on pulsed high-density plasmas, Los Alamos (N.M.), 1967, Los Alamos Scientific Laboratory L.A., 3770, C 3 - 1

/II-50/ A.I. KARCHEVSKII V.N. BEZMEL'NITSYN, G.M. MAKEEV and Yu. MUROMKIN,

Plasma heating in a two-stream instability in a straight discharge

Soviet Physics JETP, 30, 448, (1970)

REFERENCES DU CHAPITRE III

/III.1/ E.E. SALPETER
Electron density fluctuations in a plasma
Phys. Rev. 120, 1528 (1960).

/III.2/ M.N. ROSENBLUTH and N. ROSTOKER
Scattering of electromagnetic waves by a nonequilibrium plasma.
Phys. Fluids 5, 776 (1962).

/III.3/ F. PERKINS and SALPETER
Enhancement of plasma density fluctuations by nonthermal electrons
Phys. Rev. 139, 55 (1965).

/III.4/ J. WEINSTOCK
Correlation functions and scattering of electromagnetic waves by inhomogeneous and monstationnary plasmas.
Phys. Fluids 10, 2065 (1967).

/III.5/ G. BEKEFI
Radiation processes in plasmas
John Wiley and Sons, Inc., New York (1966)

/III.6/ D.E. EVANS and J. KATZENSTEIN
Laser light scattering in laboratory plasmas.
Rep. Prog. Phys. 32, 207 (1969).

/III.7/ J. SHEFFIELD
Plasma scattering of electromagnetic radiation.
Academic Press, New York (1975).

/III.8/ J.P. WATTEAU
Diffusion de la lumière par les électrons d'un plasma en laboratoire.
Onde Electrique 466, 62 (1966).

/III.9/ J.P. BACONNET, G. CESARI, A. COUDEVILLE et J.P. WATTEAU
Diffusion de la lumière par un plasma de laboratoire.
B.I.S.T. 130, 37 (1968).

/III.10/ M. DECROISETTE
Diffusion THOMSON et diffusion RAYLEIGH dans un jet de plasma d'argon.
Rapport C.E.A. R. 3998 (1970).

/III.11/ J.P. GARÇONNET
Diffusion de la lumière laser par le plasma "Focus"
Mémoire C.N.A.M. (1972) Rapport C.E.A. R. 4430 (1973).

/III.12/ A. JOLAS
Mesure par diffusion Thomson de la température ionique du plasma de l'expérience Focus.
Thèse de 3ème Cycle présentée à l'Université de Paris VI (1973).

/III.13/ C. STENZ et E. FABRE
Diagnostic par diffusion THOMSON d'un plasma chauffé par laser.
Journal de Physique, supplément n° 11-12 page C.2.16 (1973).

/III.14/ C. STENZ
Diffusion THOMSON dans un plasma confiné créé par irradiation laser de solide
Thèse de doctorat - Université de Paris Sud PMI 577 (1973).

/III.15/ Equipe T.F.R.
An energy balance study of a TFR discharge.in Plasma Physics an Controlled Nuclear Fusion Research I.A.E.A. (Berchtesgaden 1976) vol. I, p. 35 (1977).

/III.16/ J. OLIVAIN
Guide de la diffusion cohérente dans l'I.R. lointain.
EUR-CEA-FC-1024 (1979).

/III.17/ L. LANDAU et E. LIFCHITZ
Théorie du champ
Edition Mir - Moscou (1966) pp. 274-285.

/III.18/ S. ICHIMARU
Theory of fluctuations in a plasma
Annals of Physics 20, 78 (1962).

/III.19/ M. DAEHLER and F.L. RIBE
Cooperative light scattering from Θ-pinch plasmas.
Phys. Rev. 161, 117 (1967).

/III.20/ J.W.M. PAUL, C.C. DAUGHNEY and L.S. HOLMES
Study of turbulence within a collisionless shock using collective scattering of light.
Nature 223, 822 (1969).

/III.21/ M. KORNHERR, G. DECKER, M. KEILHACKER, F. LINDENBERGER and H. RÖHR
CO_2 Laser scattering measurements of turbulence in a high-β collisionless shock wave.
Phys. Lett. 39A, 95 (1972).

/III.22/ R.E. SLUSHER, C.M. SURKO, R.D. MOLER and M. PORKOLAB
Study of the current-driven ion acoustic instability using CO_2 laser scattering.
Phys. Rev. Lett. 36, 674, (1976).

/III.23/ A.L.PERATT, R.L. WATTERSON and H. DERFLER
Coherent scattering of CO_2 light from ion-acoustic waves
Phys. Fluids 20, 1900 (1977).

REFERENCES DU CHAPITRE IV

/IV-1/ A. JOLAS,
Mesure par diffusion Thomson de la température ionique du plasma de l'expérience Focus
Thèse de 3ème cycle

/IV-2/ J. HIRSCHBERG et P. PLATZ,
A multichannel Fabry-Perot interferometer
Applied Optics, 4, 1375, (1965)

/IV-3/ A. BERNARD, A. COUDEVILLE, A. JOLAS, J. LAUNSPACH and J. DE MASCUREAU
Experimental studies of the plasma Focus and evidence for non-thermal processes
Phys. Fluids, 18, 180, (1975)

/IV-4/ A. BERNARD, A. COUDEVILLE, J.P. GARCONNET, P. GENTA, A. JOLAS, Y. LANDURE, J. DE MASCUREAU, C. NAZET, R. VEZIN,
Etude de l'émission neutronique et de la turbulence dans l'expérience Focus avec une résolution temporelle de l'ordre de la nanoseconde

/IV-5/ A. BERNARD, A. COUDEVILLE, J.P. GARCONNET, A. JOLAS, J. DE MASCUREAU, C. NAZET
Anomalous resistivity and subsequent fast particles in the plasma Focus
8ème Conférence Européenne sur la Fusion Contrôlée et la Physique des Plasmas, Prague, 1977, Proceedings, Vol. I, p. 64, (1977)

/IV-6/ J.P. GARÇONNET
Le plasma Focus - Induction magnétique et résistance du plasma
Rapport CEA, R, 4807, p. 35-48, (1977)

/IV-7/ T.S. GREEN and G.B.F. NIBLETT
Rayleigh-Taylor instabilities of a magnetically accelerated plasma
Nucl. Fusion, 1, 42, (1960)

/IV-8/ A. BERNARD, A. JOLAS, J. LAUNSPACH et J.P. WATTEAU
Etude d'une décharge linéaire non-cylindrique par interférométrie holographique
Plasma Physics, 15, 1019, (1973)

/IV-9/ D.E. POTTER
Numerical studies of the plasma Focus
Phys. Fluids, 14, 1911, (1971)

/IV-10/ R. VEZIN
Etude magnétohydrodynamique de la décharge Focus
Thèse présentée à l'Université de Paris, (1970)

/IV-11/ S. MAXON and J. EDDLEMAN
Two dimensional magnetohydrodynamic calculations of the plasma Focus
Phys. Fluids, 21, 1856, (1978)

REFERENCES DU CHAPITRE V

/V-1/ J. WEINSTOCK,
Correlation functions and scattering of electromagnetic waves by inhomogeneous and nonstationnary plasmas.
Phys. Fluids 10, 2065, (1965).

/V-2/ C. PATOU,
Contribution à l'étude d'une décharge électrique non-cylindrique focalisante.
Thèse de Doctorat d'Etat, Paris-Sud (1973) chapitre III, p. 50.

/V-3/ J.P.BACONNET, G. CESARI, A. COUDEVILLE et J.P. WATTEAU,
Etude strioscopique d'une décharge électrique focalisante
L'onde électrique, 51, 35, (1971).

/V-4/ J.P. WATTEAU,
Confinement d'une décharge linéaire non-cylindrique par une géométrie magnétique cuspidée
Thèse de Doctorat d'Etat - Faculté des Sciences de l'Université de Paris (1968), chapitre IV, p. 74.

/V-5/ J.L. DELCROIX,
Physique des plasmas
Monographies Dunod, vol 1, pp. 65, 275.

/V-6/ N.A. KRALL and A.W. TRIVELPIECE,
Principles of plasma physics
MC GRAW-HILL, p. 123.

/V-7/ B. KADOMTSEV
Phénomènes collectifs dans les plasmas
Editions de Moscou. Mir. (1979) p. 211.

/V-8/ R.C. DAVIDSON and N.A. KRALL,
Anomalous transport in high-temperature plasmas with applications to solenoidal fusion systems
Nuclear Fusion, 17, 1313, (1977).

/V-9/ O. BUNEMAN,
Dissipation of currents in ionized media
Phys. Rev. 115, 503, (1959).

/V-10/ Ya.B. FAINBERG,
The interaction of charged particle beams with plasma
Plasma Physics (Journal of Nuclear Energy, Part C), 4, 203, (1962).

/V-11/ T.E. STRINGER,
Electrostatic instabilities in current carrying and counterstreaming plasmas
Plasma Physics (Journal of Nuclear Energy, Part C), 6, 267, (1964).

/V-12/ A.B. MIKHAYLOVSKIY,

Theory of plasma instabilities, Vol I Instabilities of homogeneous plasma

F.T.D.-HC-23-0735-72 Foreign Technology Division Translation.

/V-13/ R.Z. SAGDEEV,

Critical problems in plasma astrophysics I. Turbulence and nonlinear waves

Rev. Mod. Phys. 51, (1), (1979).

/V-14/ R. POST and T.C. MARSCHALL,

Infrared radiation from the dense plasma Focus

Phys. Fluids, 17, 452, (1974).

/V-15/ H. CONRADS, D. GOLLWITZER and H. SCHMIDT,

Electron density of a plasma focus and the radiation emitted at the plasma frequency and its harmonics

Proceeding of the 6^{th} European Conference MOSCOU (1973) p. 153.

/V-16/ N.A. KRALL and P.C. LIEWER,

Low frequency instabilities in magnetic pulses

Phys. Rev., 4, 2094, (1971).

/V-17/ G. BEKEFI,
Radiation processes in plasmas
John Wiley and Sons Inc., New-York (1966) Chapitre 7.4.

/V-18/ J.P.M. SCHMITT,
Dispersion and cyclotron damping of pure ion Bernstein waves
Phys. Rev. Lett. 31, 982, (1973).

/V-19/ S.P. GARY, D. BISKAMP,
Instabilities in perpendicular collisionless shock waves
Europhysics Journal - General physics 4, L27, (1971).

/V-20/ D.W. FORSLUND, R.L. MORSE and C.W. NIELSON,
Electron cyclotron drift instability
Phys. Rev. Lett. 25, 1266, (1970).

/V-21/ S.P. GARY and J.J. SANDERSON,
Density gradient drift instabilities : Oblique propation at zero beta
Phys. Fluids 21, 1181, (1978).

/V-22/ N.T. GLADD and J.D. HUBA,
Finite beta effects on the drift-cyclotron instability
Phys. Fluids 22, 911, (1979).

/V-23/ R.J. COMMISSO and H.R. GRIEM,
Experimental study of the post-implosion phase of a theta pinch
Phys. Fluids 20, 44, (1977).

/V-24/ Ya.B. ZEL'DOVICH, Yu.P. RAIZER,
Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena
Academic Press, Vol II, p. 515.

/V-25/ S.I. BRAGINSKÌÌ,
Transport processes in a plasma
In Review of Plasma Physics, Vol I, Consultant Bureau, New York, p. 217.

/V-26/ B.B. KADOMTSEV,
Plasma turbulence
Academic Press, New York, (1965), p. 71.

/V-27/ N.A. KRALL and D. BOOK,
Anomalous resistivity in collisionless plasma shock waves
Phys. Rev. Lett. 23, 574, (1969).

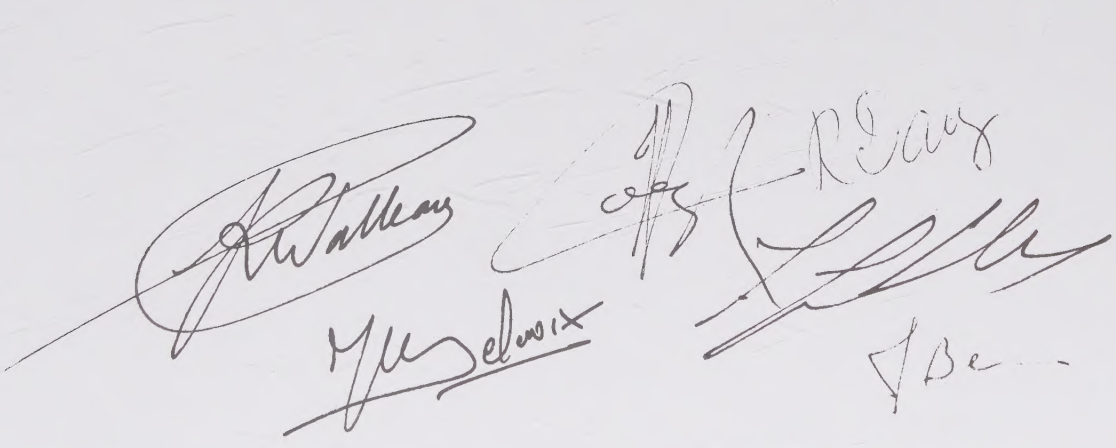
/V-28/ R.C. DAVIDSON and N.T. GLADD,
Anomalous transport properties associated with the lower-hybrid
drift instability
Phys. Fluids 18, 1327, (1975).

/V-29/ R.E. SLUSHER, C.M. SURKO, D.R. MOLER and M. PORKOLAB,
Study of the current-driven ion acoustic instability using CO_2-laser scattering
Phys. Rev. Lett. 36, 674, (1976).

/V-30/ W.D. JONES, A. LEE, S.M. GLEMAN and H.J. DOUCET,
Propagation of ion-acoustic waves in a two-electron temperature plasma
Phys. Rev. Lett. 35, 1349, (1975).

/V-31/ A. BERNARD, J.P. GARCONNET, A. JOLAS, J. DE MASCUREAU,
Generation of particles beam in a 340 kJ plasma Focus with gas injection by fast valve.
International Topical Conference on High-Power Electron and Ion-Beam Research and Technology, Paper 1D4 - Palaiseau (France) June 29 - July 3 (1981).

/V-32/ Même Conférence - Session : Imploding Plasma Loads - Communications 2B1 - 2C1 - 2C2.

Manuscrit reçu le 7 janvier 1982

Vu et approuvé
ORSAY, le 0 octobre 1981
Les Membres du Jury